COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

COMPTES RENDUS

HEBDOMADAIRES

DES SÉANCES

DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES,

PUBLIÉS,

CONFORMÉMENT A UNE DÉCISION DE L'ACADÉMIE

EN DATE DU 13 JUILLET 1835,

PAR MM. LES SECRÉTAIRES PERPÉTUELS,

AVEC LE CONCOURS
DU CENTRE NATIONAL DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

TOME DEUX CENT QUARANTE QUATRIÈME
DEUXIÈME PARTIE : AVRIL - JUIN 1957.

TABLES SEMESTRIELLES

PARIS,

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

Quai des Grands-Augustins, 55.

1957

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 1er AVRIL 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

BIOLOGIE. — *La signification des meules à champignons des Macrotermitinæ (Ins. Isoptères)*. Note (*) de MM. **Pierre-P. Grassé** et **Charles Noirot**.

On sait qu'une sous-famille de Termitidæ, celle des Macrotermitinæ, (il s'agit vraisemblablement d'une famille) habitant l'Afrique et l'Asie tropicales construit dans ses nids, des amas, ou meules, de boulettes de bois ou d'herbe mâché (1) sur lesquels poussent des Champignons agaricidæ dits termitophiles du genre *Termitomyces* (2). Le mycélium pénètre dans la profondeur de la meule et en couvre aussi la surface (velours); sur la partie superficielle se développent de petites boules ou mycotêtes faites de baguettes conidiophores appliquées les unes contre les autres. A la saison des pluies, sous certaines conditions, des meules donnent la forme sexuée du Champignon dont le carpophore, à l'extrémité d'un long cordon mycélien (pseudorhize), vient s'épanouir hors de la termitière.

Une importante littérature concerne la nature des meules et plusieurs hypothèses ont été émises relativement à leur utilisation par les Termites. Rappelons les principales :

1° Les mycotêtes sont l'aliment des Termites. F. Doflein (1905) (3) et E. Bugnion (1914) (4) ont soutenu qu'elles servent exclusivement à l'alimentation des larves, et Bugnion a ajouté, du couple royal.

2° N. A. Kemner (1934) (5) a prétendu que la meule est le souvenir d'une industrie abandonnée et ne représente plus qu'un aliment de réserve fait de bois à demi digéré.

3° P.-P. Grassé (1944-1945, 1949) (6), (7) a suggéré que les mycotêtes mélangées à de la salive et servies aux larves par les ouvriers apporteraient au couvain une vitamine ou un facteur de croissance; cette hypothèse a été reprise par Ch. Noirot (1952) (8) et les travaux récents de W. A. Sands (1956) (9) parlent en sa faveur.

4° H. Smeathman (1781) (10), le premier à avoir observé les meules à champignons, a vu dans celles-ci des nourriceries pour le couvain. P.-P. Grassé (1937) (11) adoptait cette interprétation, faisant valoir que la meule offre un milieu à humidité constante, un substrat

doux qui dégage une odeur *sui generis* exerçant peut-être une attraction sur les larves et les nymphes des Macrotermitinæ.

5° G. M. Ghidini (1938) ([12]) et M. Lüscher (1951) ([13]) estiment que les meules imbibées d'eau, comme peut l'être une éponge, contribueraient à maintenir constant le degré hygrométrique de l'air dans la termitière. Lüscher soutient en outre que les Bactéries vivant dans les meules, par voie de fermentation, dégagent de la chaleur qui élève la température intérieure du nid.

6° R. Heim (1942) ([14]) a suggéré que les meules semblent bien construites pour favoriser le développement des larves et que l'Agaric termitophile qui pousse sur les meules n'est qu'un commensal gênant le Termite.

Ces interprétations, par leur grand nombre, donnent à penser qu'aucune d'elles n'est assise sur des faits exactement établis.

De nouvelles recherches nous permettent d'apporter des observations positives et non pas seulement des suppositions.

Étudiant le mode de construction et la croissance des meules, nous nous sommes aperçus que celles-ci varient dans le temps et de forme et de structure. *Elles ne sont pas des édifices stables et, dans une termitière en bonne santé, elles sont en constante transformation.*

A. — Voici le cas soigneusement suivi de *Protermes sp.* La meule se présente initialement comme un petit buisson réticulé fait de cordons anastomosés, composés de boulettes de bois mâché agglutinées; elle se couvre d'un revêtement mycélien qui, au sommet des cordons, se dresse en houppettes. Les mailles du réseau sont ensuite remplies de boulettes et la meule acquiert ainsi une structure alvéolaire (P.-P. Grassé, 1945) ([6]). Lorsque la meule atteint cet état, elle est d'ordinaire plus haute que large; c'est alors que les ouvriers la sectionnent selon une surface transversale à peu près concentrique à la face supérieure, située à un niveau correspondant au 1/4 ou au 1/5e inférieur de la hauteur totale. Souvent, ce n'est pas une mais deux, voire trois sections que pratiquent les *Protermes.* Les segments, en forme de calotte sphérique, s'emboîtent les uns dans les autres et s'accroissent, en largeur et en hauteur, par des apports de matériaux sur leurs faces latérales et sur les bords supérieurs des alvéoles. Nous avons à plusieurs reprises observé des meules encore incomplètement sectionnées.

Plus la meule avance en âge, plus sa structure se régularise et prend un aspect géométrique (alvéoles de même taille à grand axe vertical). Mais le fait important, c'est que *les différentes meules superposées sont rongées par leur face inférieure au fur et à mesure qu'elles s'accroissent en hauteur.* De cela, nous sommes sûrs : les traces des morsures, des arrachements par les mandibules des ouvriers sont très nettes et aucun velours mycélien ne recouvre les surfaces entamées; ce qui indique que *la consommation est continue et ne laisse pas au mycélium le temps de recouvrir la section.* L'un de nous (P.-P. Grassé, 1945) ([6]) avait vu et même figuré le mode

d'accroissement en hauteur de la meule, mais il n'avait pas compris que les apports de matériaux sur les bords supérieurs des alvéoles compensent l'enlèvement des parties basilaires. De la sorte, la meule, malgré l'apport constant de nouveaux matériaux, donne l'illusion de la stabilité.

Les boulettes ligneuses fraîchement déposées à la face supérieure des meules sont de teinte noirâtre, les mycotêtes sont localisées surtout aux deux tiers supérieurs des faces internes des alvéoles. La couleur des parois est beige plus ou moins foncé, la teinte se dégradant de haut en bas. C'est la zone située au-dessous de la zone à mycotêtes qui est consommée par les ouvriers qui, probablement mangent aussi les mycotêtes les plus basses.

B. — Les meules des *Macrotermes* présentent, en plus grossier, la même structure et subissent les mêmes transformations que celles des *Protermes*, mais sont toujours isolées et non superposées.

Elles s'accroissent par leur face supérieure et sont rongées par leur face inférieure. Les mycotêtes s'observent dans la zone moyenne, sur les faces internes des alvéoles.

C. — Chez les *Bellicositermes*, les meules d'aspect cérébriforme, ne s'accroissent pas avec la régularité observée chez les deux espèces précédentes. Toutefois, les dépôts de matériaux nouveaux se font surtout sur les bords supérieurs des plis délimitant les circonvolutions; il est aisé de les reconnaître à leur couleur foncée qui tranche nettement sur le beige clair des parties anciennes de la meule. Lorsque les boulettes se composent de débris de Graminées peut-être sèches, mais encore vertes, ce qui se produit souvent chez *Bellicositermes rex*, les parties nouvelles apparaissent en vert sombre sur le reste beige de la meule. Les *Bellicositermes* rongent de préférence la face inférieure de la meule mais ils s'attaquent aussi aux surfaces internes des plis; enfin, les surfaces rongées ne sont pas continues et, sur des atteintes anciennes, on peut voir le velours mycélien qui s'est reformé. Jamais les parties jeunes ne sont mangées.

D. — Les *Odontotermes* consomment aussi leurs meules qu'ils rongent, au moins les espèces observées par nous, par leur face inférieure, au point de les évider. Les mycotêtes sont petites et localisées à la face inférieure des feuillets de la meule.

E. — Le cas d'*Acanthotermes acanthothorax* est quelque peu différent. Les meules que construit ce Termite sont généralement petites et de forme extrêmement variée. Nous considérerons ici seulement les meules globuleuses. Elles sont d'abord fermées et ne montrent aucune trace extérieurement visible de consommation. Par la suite, leur face inférieure est largement ouverte et mangée; on constate que, dans toutes les meules ouvertes, l'intérieur est évidé, rongé. Les apports de matériaux nouveaux se font

surtout à la surface supérieure, sur des plages irrégulières et discontinues, mais nous en avons vu à la face inférieure et sur les parois internes.

F. — Les meules des *Microtermes* nous ont posé un problème délicat; les parties claires occupent toujours le haut de la meule, tandis que vers le bas la meule est grisâtre voire noirâtre. Le velours mycélien est plus épais sur les zones inférieures que sur les supérieures. Les traces d'attaque par les mandibules ne se voient que sur les parties inférieures et souvent elles sont revêtues de velours mycélien. Nous supposons que dans le genre *Microtermes*, à l'inverse de ce qui existe chez les autres Macrotermitinæ, les parties beige-clair sont les plus récentes, et les grisâtres les plus anciennes. Divers faits, qu'il serait trop long de rapporter ici, nous laissent supposer que la meule est très souvent consommée en totalité.

De l'ensemble de nos observations, il résulte : 1° que la meule à champignons n'est jamais un édifice terminé et qu'elle varie dans le temps d'une façon continue; ses pertes en substance, dans une société en équilibre, sont compensées et même au-delà par des apports; elle doit être comprise dynamiquement et non statiquement; 2° que la meule à champignons est, par elle-même, un aliment important de la termitière; c'est faute d'avoir examiné minutieusement et systématiquement les meules qu'on ne s'est pas aperçu plus tôt de ce fait; 3° qu'ordinairement ce sont les parties les plus anciennes de la meule qui sont consommées, c'est-à-dire celles qui ont été le plus longtemps soumises à l'action du Champignon; cette action est attestée par le changement de couleur des matériaux au cours de l'évolution de la meule et par la localisation des mycotêtes sur des surfaces d'âge moyen; 4° qu'en mangeant la meule, le Termite prend un aliment complexe : *a*. des matériaux végétaux (ligneux ou herbacés) et leurs produits de dégradation; *b*. le ou les champignons (*Termitomyces* et *Xylaria*), sous forme de mycélium filamenteux et de mycotêtes; *c*. les substances libérées dans la meule par les champignons.

Dans les hypothèses anciennes, il se peut qu'il y ait une part de vérité. Il est exact que les meules sont le lieu de prédilection du couvain; mais on le trouve en dehors des meules, par exemple dans la cellule royale et dans le feuilleté dépourvu de meules de l'habitacle des *Bellicositermes;* des chambres sans meules sont trouvées couramment pleines de couvain chez les *Microtermes*.

Le tort qu'ont eu nos prédécesseurs et nous-mêmes c'est d'attribuer une valeur alimentaire aux seules mycotêtes, dont la masse, trop faible, ne permet de voir en elles qu'un aliment *non énergétique* valant peut-être par sa teneur en facteurs de croissance. En vérité, il faut considérer que la meule par elle-même est un *aliment normal* des Termites champignonnistes.

Mais cet aliment leur est-il indispensable ?

L'élevage des Termites champignonnistes est difficile à réaliser et

jusqu'ici bien rares sont les biologistes qui l'ont réussi. P.-P. Grassé et Ch. Noirot (1955) ([15]) ont suivi la fondation et les premières étapes des sociétés de *Bellicositermes* et ont vu la formation de la première meule à champignons, coïncidant avec l'apparition des ouvriers adultes, mais ils n'ont pas étudié le rôle alimentaire de cette meule.

Des groupes de *Bellicositermes natalensis* ont été conservés en bon état pendant 15 mois, ils consommaient les mycotêtes et les meules mises à leur disposition (P.-P. Grassé, 1945) ([6]). N. A. Kemner (1934) ([5]) a signalé que, dans un élevage, des *Macrotermes gilvus* rongèrent les meules. M. Lüscher (1951) ([13]) a constaté au contraire que *Synacanthotermes* mange tout au plus quelques mycotêtes. Ch. Noirot (1952) ([8]) a observé que les seuls élevages de *Bellicositermes natalensis* et d'*Ancistrotermes* se développant bien sont ceux qui disposent de meules à champignons. W. A. Sands (1956) ([9]) a noté que la survie des ouvriers d'*Odontotermes badius* est plus longue en présence de meules fraîches.

En vérité, les élevages réalisés jusqu'ici sont trop peu importants pour nous renseigner sur la nature des aliments que consomment normalement et dont ont besoin les Macrotermitinæ. Il est peu probable que les meules soient l'unique ressource alimentaire des Macrotermitinæ; les ouvriers mangent peut-être des aliments tels qu'ils les prennent dans la nature; mais peuvent-ils se passer de meule, c'est ce que nous ignorons; toutefois il n'est pas de termitière de Macrotermitinæ sans meule à champignons et ceci dès l'apparition des premiers ouvriers.

L'ensemble des faits exposés ci-dessus et de quelques-uns en cours d'étude nous suggère l'hypothèse que voici :

La meule serait un lieu de transformation des matières ligneuses et herbacées agglutinées par l'Insecte. Comme nous l'avons montré, divers faits semblent favorables à l'idée que la matière de la meule se modifie dans le temps; la localisation des mycotêtes laisse supposer que la modification est l'œuvre du Champignon lui-même.

La symbiose entre le Termite et le Cryptogame pourrait à la fois être indirecte par modification du bois qui, sous l'action du Champignon, devient plus assimilable par l'Insecte, et directe par les facteurs de croissance que le Termite trouve dans le Champignon même.

(*) Séance du 25 mars 1957.

([1]) Bien que la nature non stercorale des meules à champignons des Macrotermitinæ ait été solidement établie (Bathellier, *Faune colonies françaises*, 1, 1927, p. 125-365; Grassé, 1937 ([11]), 1944-1945 ([6]), etc), quelques biologistes se réfèrent encore à l'ancienne opinion d'après laquelle la meule n'est qu'un amas d'excréments.

([2]) Nous réservons pour une autre publication le cas si particulier du *Sphærotermes sphærothorax* constructeur de meules sans champignons (P.-P. Grassé et Ch. Noirot, *Ann. Sc. Nat., Zool.*, 11e série, 10, 1949, p. 149-166).

(3) *Verhandl. deuts. zool. Ges.*, 15, 1905, p. 140-149.
(4) *Bull. Mus. Hist. nat. Paris*, 1914, p. 3-37.
(5) *Kungl. svenska Vetensk. Handlingar*, 3e série, 13, 1934, p. 1-241.
(6) *Ann. Sc. nat.*, *Zool.*, 11e série, 6, 1944-1945, p. 97-172 et 7, p. 114-146.
(7) *Traité de Zoologie*, 11, 1949, p. 501-503.
(8) *Ann. Sc. nat.*, *Zool.*, 11e série, 14, 1952, p. 405-414.
(9) *Insectes sociaux*, 3, 1956, p. 531-536.
(10) *Phil. Trans. Roy. Soc.*, 71, 1781, p. 139-192.
(11) *Ann. Soc. Ent. France*, 106, 1937, p. 1-100.
(12) *Riv. Biol. colon.*, 1, 1938, p. 261-267.
(13) *Nature*, 167, 1951, p. 34-35.
(14) *Rev. Scient.*, 1942, 80e année, p. 69-86.
(15) *Insectes sociaux*, 2, 1955, p. 213-220.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Mesures de probabilité sur un espace de Hilbert séparable.* Note de M. **Joseph Kampé de Fériet.**

Nous élargissons la classe de mesures de probabilité sur l'espace l^2 donnée dans une Note antérieure; nous donnons un critère de convergence forte presque sûre pour une série d'éléments aléatoires indépendants dans un espace de Hilbert.

1. Dans une Note précédente (1) nous avons ramené la construction de mesures de probabilité sur les espaces de Banach $L^p(p \geq 1)$ au cas de l'espace de Hilbert l^2; or, toute mesure de probabilité sur R^∞ est une mesure de probabilité sur l^2, si elle satisfait à des conditions, qui peuvent s'exprimer en disant que les coordonnées $[\xi_1, \ldots, \xi_n, \ldots]$ d'un point $x \in R^\infty$ sont des variables aléatoires indépendantes, telles que

$$\sum_1^{+\infty} E(\xi_n^2) < +\infty; \tag{1}$$

$$\sum_1^{+\infty} E(\xi_n^4) < +\infty; \tag{2}$$

ces conditions sont suffisantes pour que

$$\text{Prob}\left[\sum_1^{+\infty} \xi_n^2 < +\infty\right] = 1. \tag{3}$$

C'est ce résultat que nous nous proposons d'élargir, en montrant qu'*il est inutile de supposer les variables aléatoires ξ_n indépendantes et que l'on peut supprimer la condition* (2). L'hypothèse de l'indépendance et les conditions (1), (2) s'étaient introduites parce que, dans notre démonstration, nous avions utilisé le critère de convergence presque sûre de A. Kolmogoroff; mais d'autres critères sont plus avantageux dans notre problème; nous utiliserons celui-ci,

bien connu (²) : si une suite $X_1, \ldots, X_n, \ldots$ de variables aléatoires satisfait la condition

$$\text{(A)} \qquad \sum_1^{+\infty} E(|X_n|) < +\infty,$$

on a

$$\text{(B)} \qquad \text{Prob}\left[\sum_1^{+\infty} |X_n| < +\infty\right] = 1.$$

Ce critère traduit en langage probabiliste le théorème suivant : si une suite $f_1(\omega), \ldots, f_n(\omega), \ldots$ de fonctions non négatives ν-mesurables sur un ensemble Ω satisfait la condition

$$\text{(A')} \qquad \sum_1^{+\infty} \int_\Omega f_n(\omega)\, d\nu < +\infty,$$

alors

$$\text{(B')} \qquad \sum_1^{+\infty} f_n(\omega) \text{ converge presque partout sur } \Omega.$$

2. Supposons donc définie, sur une σ-algèbre $\mathcal{G}$ de parties de R^∞, une mesure μ telle que : (a) $\mu(R^\infty) = 1$; (b) les coordonnées ξ_n d'un point $x \in R^\infty$ sont μ-mesurables;

$$(c) \qquad \sum_1^{+\infty} \int_{R^\infty} \xi_n^2\, d\mu < +\infty.$$

Par conséquent, définies sur l'espace de probabilité $(R^\infty, \mathcal{G}, \mu)$ les coordonnées ξ_n sont des variables aléatoires, qui peuvent ne pas être indépendantes, simplement soumises à la condition (1). Considérons l'ensemble

$$\mathcal{X}_0 = \left\{ x : \sum_1^{+\infty} \xi_n^2 < +\infty \right\};$$

il est clair que $\mathcal{X}_0 \subset l^2$; d'ailleurs, en général, si les variables aléatoires ξ_n ne sont pas indépendantes, l'inclusion est propre (³); comme la condition (1) équivaut pour les variables aléatoires $X_n = \xi_n^2$ à (A), on a donc, en vertu de (B) :

$$(4) \qquad \mu(\mathcal{X}_0) = 1.$$

3. Le problème est donc résolu chaque fois que l'on connaît sur R^∞ une mesure μ satisfaisant les conditions (a), (b), (c); or la construction d'une telle mesure peut s'obtenir de la façon suivante. Soit $(\Omega, \mathcal{S}, \mu)$ un espace de probabilité quelconque (par exemple l'intervalle [0, 1] muni de la mesure de Lebesgue); donnons-nous une suite de fonctions ν-mesurables $\xi_n(\omega)$, telles que :

$$(5) \qquad \sum_1^{+\infty} \int_\Omega \xi_n(\omega)^2\, d\nu < +\infty;$$

puisque (5) équivaut à (A′), (B′) nous donne

$$(6)\qquad \nu(\Omega_0)=1, \qquad \Omega_0=\left\{\omega : \sum_1^{+\infty}\xi_n(\omega)^2<+\infty\right\}.$$

La transformation $\omega \to x = T\omega = [\xi_1(\omega), \ldots, \xi_n(\omega)\ldots]$ applique Ω sur une partie de R^∞ : $\mathfrak{X} = T\Omega$; on a $\mathfrak{X}_0 = T\Omega_0$. Considérons les ensembles cylindriques $C_k = \{x : (\xi_1, \ldots, \xi_k) \in B_k\}$, B_k = ensemble borélien arbitraire de $R^k (k=1, 2, \ldots)$; les fonctions $\xi_n(\omega)$ étant ν-mesurables, on sait que $T^{-1}C_k \in \mathcal{S}$; on peut donc définir une mesure μ_0 sur tous les C_k, en posant $\mu_0(C_k)=\nu(T^{-1}C_k)$; soit μ_0 l'extension (unique) à la σ-algèbre $\mathcal{G}$ de parties de R^∞ engendrée par les C_k; il est clair que

$$(7)\qquad \mu_0(\mathfrak{X}_0)=\nu(\Omega_0)=1.$$

Soit $\mathcal{F}_0$ la σ-algèbre de parties de $\mathfrak{X}_0$ qui sont μ_0-mesurables; désignons par $\mathcal{F}$ la σ-algèbre de parties A de l^2 telles que $A \cap \mathfrak{X}_0 \in \mathcal{F}_0$ et posons : $\mu(A)=\mu_0(A\cap\mathfrak{X}_0)$; on a évidemment $\mu(l^2)=\mu_0(\mathfrak{X}_0)=1$. Par conséquent $(l^2, \mathcal{F}, \mu)$ est bien un espace de probabilité; en outre μ est une L-mesure, puisque toute fonctionnelle linéaire sur l^2 est représentée par une série convergente de fonctions μ-mesurables.

4. Tout espace de Hilbert séparable $\mathcal{Y}$ étant isomorphe à l^2, à toute L-mesure sur l^2 correspond, en vertu du théorème 1 de la Note précédente [1], une L-mesure sur $\mathcal{Y}$; il suffit d'utiliser la transformation :

$$x \leftrightarrow y, \qquad \xi_n=(y, e_n) \qquad (n=1, 2, \ldots)$$

$[e_1, \ldots, e_n, \ldots]$ désignant une base orthonormale complète sur $\mathcal{Y}$; bien entendu, si l'on adopte la méthode décrite plus haut, on peut passer directement de Ω à $\mathcal{Y}$ en posant :

$$(y, e_n)=\xi_n(\omega) \qquad (n=1, 2, \ldots).$$

5. M. Fréchet [4] a étendu l'inégalité de Kolmogoroff à des éléments aléatoires indépendants dans un espace de Hilbert séparable. Mais la définition de la mesure qu'il utilise [F-mesure, selon la terminologie de Mlle E. Mourier [5]] est différente de celle d'une L-mesure; il fallait donc s'assurer que sa démonstration restait valable avec une L-mesure; cette vérification étant faite, on a le résultat suivant :

Soit $x_1, \ldots, x_n, \ldots$ une suite d'éléments aléatoires indépendants dans un espace de Hilbert séparable $\mathfrak{X}$, correspondant chacun à une L-*mesure sur* $\mathfrak{X}$; *si* $E(x_n)=0$ *pour* $n=1, 2, \ldots$ *on a*

$$\text{Prob}\Big[\sup_{1\le k\le n}\|x_1+\ldots+x_k\|\ge\lambda\Big]\le\frac{1}{\lambda^2}\sum_1^n E(\|x_k\|^2),$$

pour tout $\lambda>0$, *quel que soit* n.

L'intérêt de cette inégalité, c'est qu'elle conduit immédiatement au critère de convergence forte :

THÉORÈME. — *Si les éléments aléatoires indépendants $x_1, \ldots, x_n, \ldots$ vérifient les conditions de l'énoncé précédent et si en outre :*

$$\sum_{1}^{+\infty} E(\|x_n\|^2) < +\infty$$

la série $x_1 + \ldots + x_n + \ldots$ converge fortement presque sûrement.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1119.
(2) *Voir*, par ex. : M. LOÈVE, *Probability Theory*, New York, 1955, p. 173-10 (*b*).
(3) Il est néanmoins facile de donner des exemples, où $\mathfrak{X}_0 \equiv l^2$, bien que les variables aléatoires ξ_n ne soient pas indépendantes.
(4) *La Revue Scientifique*, 82, 1944, p. 500.
(5) *Ann. Inst. H. Poincaré*, 13, 1953, p. 161-244.

CHIMIE ORGANIQUE. — *La débromhydratation alcaline des dibromocyclohexanes et le principe de l'élimination trans-biaxiale privilégiée.* Note (*) de M. **Raymond Cornubert** et Mme **Marguerite Fronsacq**.

Toutes ces réactions sont du deuxième ordre; elles peuvent par suite être considérées comme relevant d'un mécanisme commun et être comparées à différents points de vue.

L'un de nous et A. Rio ont précédemment fait connaître (1) une étude de l'action de l'iodure de sodium ou de la soude sur les polybromo cyclohexanes et en particulier sur les 1.2 et 1.4-dibromocyclohexanes, en disant à propos des dérivés disubstitués en 1.2 : l'« ensemble des faits observés s'explique si l'on accepte le principe de l'élimination trans privilégiée, nonobstant le mécanisme ». Bien que couvrant six années de recherches, notre rédaction était prématurée, mais des publications émanant d'autres auteurs l'avaient rendue nécessaire. Nous revenons ici sur la seule action de la soude.

En ce qui concerne cette élimination alcaline d'acide bromhydrique il a déjà été précisé (2) qu'à 70°, on trouve des valeurs à peu près fixes pour une constante de réaction du 2e ordre; toutefois l'isomère dibromé cis en 1.4 réagit si vite à cette température qu'il ne conduit qu'à des valeurs très dispersées. Nous avons, par suite, refait des mesures à la température de 50° et même de 30°. Elles ont donné les résultats suivants dans les mêmes conditions expérimentales évidemment (temps mesuré en heures).

k_2.	A 70° (²).	A 70°.	A 50°.	A 30°.
1.4-trans F 112°...	2,53 ± 0,20	–	0,280 ± 0,01	0,024 ± 0,002
1.4-cis F 49°.....	80 ± 10 (÷)	–	11,2 ± 1	1,02 ± 0,022
1.2-trans........	2,65 ± 0,25	2,80 ± 0,06	0,364 ± 0,025	0,042 ± 0,006
1.2-cis..........	Presque instantané	–	155 ± 25 (÷)	14,1 ± 1

(÷) Nombre donné à titre indicatif.

A une concentration en soude légèrement supérieure, le dérivé dibromé 1.2-cis accuse une constante de 17,35 ± 0,3 à 30°.

Les ordres de réaction sont ainsi les mêmes pour tous ces corps; il en résulte qu'on peut admettre pour les premiers temps de toutes ces débromhydratations, un mécanisme commun, tel celui généralement adopté dans des cas de cette nature, par exemple avec le dérivé 1.2-trans :

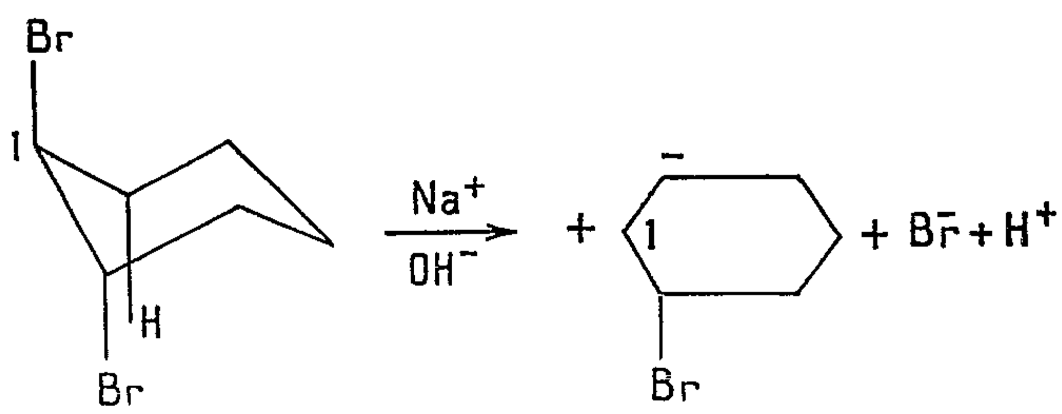


Schéma A.

et il devient possible de tenter des comparaisons qualitatives.

Antérieurement (¹), à propos des dérivés dibromés en 1 et 4, en admettant le principe de la prééminence des formes équatoriales qui se dégageait de maintes expériences de Hassel, donc de la forme diéquatoriale chez le dérivé trans, nous avions conclu, en nous appuyant sur nos résultats cinétiques à 70°, que l'atome de brome axial du corps cis F 49° réagit plus rapidement que les atomes de brome équatoriaux des isomères cis F 49° et trans F 112°. Mais, plus récemment, différents faits sont intervenus qui ont modifié la base de nos raisonnements, ce qui nous a fait retenir, peut-être provisoirement, la déduction suivante : « lorsque l'équilibre des forces inhérentes à une molécule cyclohexanique donnée, ne comporte pas d'interactions dues à des dipôles caractérisés, un composé polyéquatorial est plus stable que son ou ses isomères, et une forme équatoriale peut être plus probable que la forme inversée axiale. Dans le cas contraire (certains dérivés bromés précisément), un isomère connaissant un substituant axial peut représenter l'isomère le plus stable ».

Par ailleurs divers expérimentateurs estiment qu'un dérivé halogéné ou dihalogéné doit réagir par sa forme axiale. A cette conclusion aboutissent Barton et ses collaborateurs (⁴) à propos de dérivés stéraniques

dihalogénés sur atomes de carbone voisins, mais représentant des isomères définis et non des formes inversées d'un isomère déterminé. Barton [5] écrit même : « l'addition de chlore ou de brome aux systèmes cyclohexéniques fournit l'halogénure diaxial comme produit principal », mais cet auteur ne décrit que des expériences concernant des molécules stéraniques.

Le dérivé 1.4-trans dibromé devrait dès lors intervenir par sa forme diaxiale, et non par sa forme diéquatoriale comme nous l'avons admis précédemment. En adoptant cette idée de la réactivité privilégiée des formes axiales, nous parvenons aux interprétations suivantes de nos résultats cinétiques (premiers temps) :

1° *Le dérivé cis*-1.2 (I-I') *réagit nettement plus vite que le dérivé cis*-1.4 III :

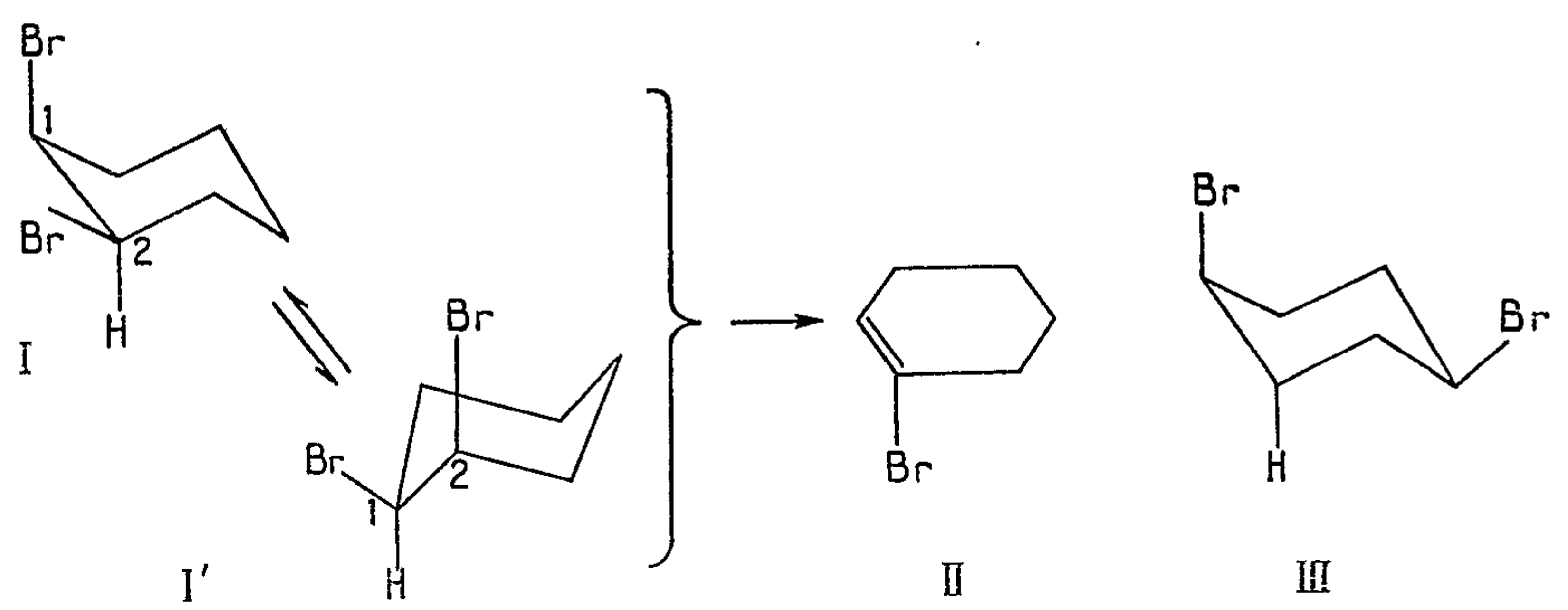


Schéma B.

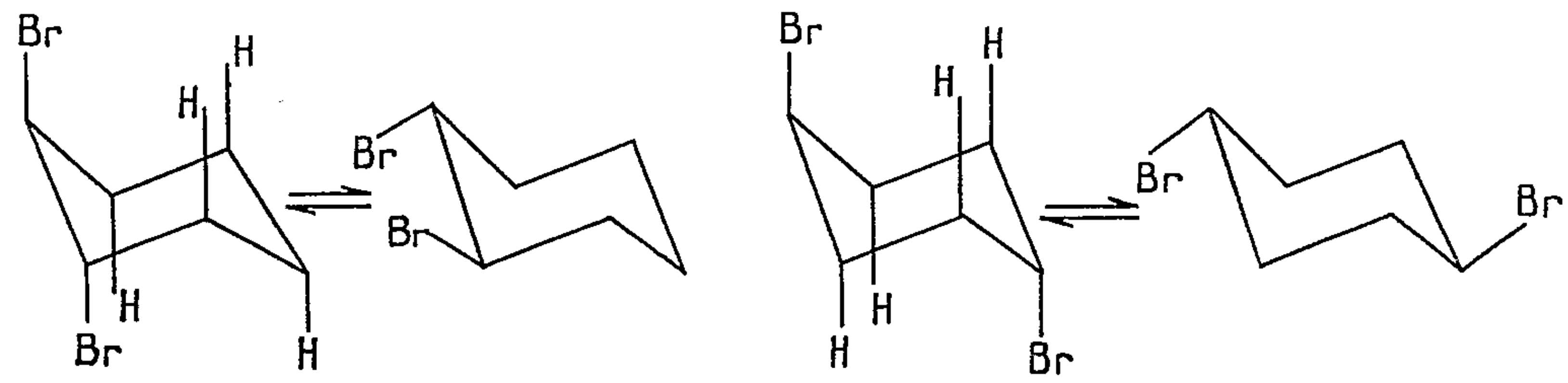
Ceci se conçoit très bien en considérant que le dérivé I perd un atome d'hydrogène tertiaire puisqu'il paraît y avoir formation exclusive du corps II [6] tandis que chez l'isomère III il y a perte d'un atome d'hydrogène secondaire; or on connaît l'activité chimique marquée des atomes d'hydrogène tertiaires. Ceci démontre le couplage de l'atome de brome Br_{1a} et de l'atome d'hydrogène H_{2a} dans la forme I, ou des atomes Br_{2a} H_{1a} dans la forme inversée I'.

2° *Le dérivé dibromé* 1.2-*cis* I-I' (*ou* 1.4-*cis* III) *qui ne contient qu'un atome de brome axial réagit plus vite que l'isomère trans correspondant* IV (*ou respectivement* V) *qui en contient deux dans l'une de ses formes inversées.*

Si l'on admet que seul un atome de brome axial peut intervenir, le dérivé axial-équatorial I-I' est à 100 % de brome actif (50 % du brome total); au contraire le dérivé trans IV représentant un équilibre *aa*(IV) ⇌ *ee* (IV'), ne doit agir que par la forme *aa* au cours du premier temps de la débromhydratation, forme dont un atome de brome joue le même rôle que l'atome de brome axial de l'isomère axial-équatorial dans le stade réglant la vitesse du phénomène; or chez ce dérivé trans IV (ou V), la

concentration en brome actif est alors inférieure à 50 % du brome total. Le dérivé trans doit ainsi réagir moins vite que le dérivé cis correspondant.

3° *Les dérivés trans-1.2 et 1.4 peuvent avoir des vitesses voisines de débromhydratation.* Il faut remarquer que chez les dérivés trans dibromés en 1.2 et 1.4, respectivement IV et V quant à leurs formes diaxiales,



IV IV′ V V′

Schéma C.

l'atome de brome axial qui disparaît le premier s'élimine avec un atome d'hydrogène secondaire, et que, dans un cas comme dans l'autre, l'atome d'hydrogène engagé subit les mêmes influences de la part des autres éléments axiaux se trouvant du même côté que lui par rapport au noyau. De plus chaque atome de brome axial y est influencé de la même manière par les atomes d'hydrogène axiaux se situant du même côté que lui par rapport au noyau, c'est-à-dire que l'accroissement d'énergie des deux formes biaxiales est la même par interaction stérique des atomes d'hydrogène axiaux. Par contre, chez le dérivé 1.4 le moment dipolaire est nul tandis qu'il est d'environ 2 D chez l'isomère 1.2, pendant que les distances internucléaires théoriques entre atomes de brome *aa* (5,22 A) et *ee* (6,58 A) s'y inversent par rapport à celles concernant l'isomère 1.2 (*aa* 4,57 A et *ee* 3,33 A), ce qui augmente la concentration en forme biaxiale de IV par rapport à V, et le corps dibromé 1.2-trans IV peut ainsi réagir plus vite que l'isomère 1.4 trans V.

De nos données cinétiques il faut déduire, toujours en considérant que le premier temps de la minéralisation du brome règle la vitesse du phénomène, que la concentration en forme *aa* est un peu plus grande pour le dérivé 1.2 que pour l'isomère 1.4, mais aussi que ces deux corps réagissent similairement; la constance observée dans l'ordre des vitesses de réaction à travers la gamme des températures ne peut être l'effet d'un hasard. De la similitude des constantes k de IV et V il faut conclure que les effets similaires paraissent dominants, c'est-à-dire que l'effet des atomes d'hydrogène axiaux semble fondamental.

En ce qui concerne l'intervention des atomes de brome axiaux, il ne faut pas oublier que l'expérience nous a montré (1) que la débromhydratation

de l'hexabromocyclohexane F 252°, hexaéquatorial ([7]), est instantanée à 74° tout comme celles des isomères F : 225° et F : 174° qui, par déduction, comportent obligatoirement au moins un atome de brome axial. Or chez ce dérivé F 252° tous les atomes de brome occupent nécessairement une position axiale dans la forme inversée, et aucun d'eux ne peut s'éliminer en même temps qu'un atome d'hydrogène axial (dans la mesure évidemment où cette forme inversée est concevable en particulier du fait des très fortes interactions stériques liées aux positions relatives « 1.3 » des atomes de brome de chaque côté du cycle).

Cette vitesse considérable de réaction rappelle celle du cis-1.2-dibromocyclohexane; or on conçoit mal chez le corps F 252°, dans les conditions expérimentales utilisées, une transposition d'un atome de brome de position axiale à position équatoriale créant un couple biaxial Br et H, car elle devrait avoir une vitesse pratiquement infinie. Une perte d'acide bromhydrique par élimination cis peut donc être pratiquement instantanée aussi bien que d'autres qui sont de caractère trans pour lesquelles on admet volontiers que l'élimination se poursuit dans un plan par l'intermédiaire de la forme diaxiale, la condition de planéité ne pouvant être réalisée avec un dérivé disubstitué de nature cis.

Ces recherches se poursuivent.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) R. Cornubert et A. Rio, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 46.

(2) D'après les résultats expérimentaux d'André Rio, *loc. cit.*, p. 72.

(3) R. Cornubert, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 996.

(4) *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1066; *J. Chem. Soc.*, 1951, p. 1048.

(5) *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 4284.

(6) R. Cornubert et A. Rio, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 290; *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 867.

(7) Hendricks et Billicke, *J. Amer. Chem. Soc.*, 48, 1926, p. 3007.

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Malformations des paupières obtenues chez l'embryon de poule par action temporaire du refroidissement de l'œuf au cours de l'incubation.* Note de M. **Paul Ancel.**

Au cours de recherches sur l'action tératogène de substances chimiques nous avons antérieurement obtenu des malformations des paupières que nous n'avons jamais observées chez les témoins ni vu signaler dans la littérature. Ces malformations consistaient en l'absence d'une partie des paupières ou en un arrêt de développement empêchant les bords libres des deux paupières d'entrer en contact et laissant ainsi l'œil largement ouvert. Nous nommerons la première variété ablépharie localisée et la

seconde brachyblépharie. Elles avaient été obtenues en déposant une goutte (1/20 ml) d'une solution de certaines substances chimiques sur l'embryon à la 48e heure de l'incubation.

L'ablépharie localisée était apparue après action de la trypaflavine, elle était toujours accompagnée du bec de lièvre compliqué souvent d'une atrophie du demi-bec inférieur.

La brachyblépharie s'était fréquemment montrée après action du sulfate d'ésérine ou de paramino-benzènesulfamide, chez des embryons présentant les caractéristiques achondroplasiques du bec et des membres.

Des figures de ces deux variétés de malformations des paupières ont été données dans notre livre sur la chimiotératogénèse [1].

Nous avons aussi signalé [2] des cas d'ablépharie que nous avions obtenus en localisant des injections de substances chimiques en solution sur la tête d'embryons après 26 à 34 h d'incubation. Les quantités injectées variaient de 1/8 à 2/8 μl et les substances utilisées étaient la trypaflavine, la colchicine, la ricine et une saponine qui se sont toutes montrées capables de produire dans ces conditions l'ablépharie. Mais tous les embryons porteurs de cette malformation étaient aussi exencéphales. L'ablépharie localisée apparaissait ainsi comme une complication inconstante de l'exencéphalie.

En somme nous n'avions jamais obtenu de malformation des paupières chez des embryons qui n'étaient porteurs d'aucune autre malformation de la tête.

Ablépharie. — Nous avons actuellement réalisé cette malformation sans autre malformation de la tête en utilisant la technique suivante : Après prélèvement de 2 cm^3 d'albumine, une ouverture de 1,5 cm de diamètre est faite dans la coquille après 72 h d'incubation, elle est fermée par un ruban adhésif et les œufs sont remis à la couveuse à 38°. Lorsque les œufs ont 4 ou 5 jours d'incubation ils sont placés pendant 3 jours dans un local dont la température varie de 16 à 20°. La durée du refroidissement a été dans certains cas de 3 jours consécutifs et dans d'autres de 3 jours divisés en deux périodes séparées par un jour de couveuse.

Le cercle palpébral n'apparaissant nettement qu'au cours du 7e jour chez les témoins, l'ablépharie chez les embryons refroidis pendant 3 jours ne peut être diagnostiquée qu'après le 10e jour. Elle peut l'être dès le 11e jour parce qu'il ne s'agit pas d'une insuffisance dans le développement d'une partie de la paupière pouvant se produire pendant tout le cours de son développement mais d'une agénésie localisée à cette partie du cercle palpébral qui ne s'ébauche même pas.

Les expériences ont été faites sur 105 œufs parmi lesquels 33 seulement sont morts ou ont été prélevés après le 10e jour de l'incubation. 11 embryons ont été trouvés porteurs de la malformation entre le 12e et le 26e jour.

Celle-ci était localisée soit au niveau des commissures soit dans la région moyenne. Les cas observés se répartissent comme suit :

Absence de la région commissurale des deux paupières du côté externe; à droite 1 cas, à gauche 1 cas.

Même absence mais du côté interne 1 cas à gauche 0 à droite.

Absence d'une partie non commissurale de la paupière supérieure 5 cas à droite et 5 à gauche.

Absence de la même partie de la paupière inférieure 1 cas à droite, 0 à gauche.

Absence d'une partie non commissurale des deux paupières 3 cas à droite, 2 à gauche.

En totalisant les cas d'ablépharie observés au cours de ces expériences on en relève 25 ainsi répartis : 2 fois ont été observés 4 cas sur un même embryon 1 fois 3 cas, 6 fois 2 cas et 2 fois un seul cas.

La paupière supérieure s'est en somme montrée plus sensible que l'inférieure si l'on en juge par le nombre des cas observés (17 contre 8) mais aussi par le fait que chez aucun embryon la paupière inférieure n'a présenté seule d'ablépharie tandis que sur 6 embryons la paupière supérieure présentait seule la malformation soit de l'un soit des deux côtés (deux fois de l'un quatre fois des deux) les paupières inférieures étant normalement développées.

Les résultats obtenus par cette technique de refroidissement rappellent ceux que nous avait donnés la trypaflavine avec association du bec de lièvre. Deux de ces 11 embryons porteurs d'ablépharie localisée étaient en effet porteurs d'un bec de lièvre, unilatéral localisé à droite dans un cas et à gauche dans l'autre, et dans un cas d'arrêt de développement du demi-bec inférieur.

La fréquence de la malformation diagnostiquée à partir du 12e jour se résume de la façon suivante :

11 embryons porteurs de la malformation sur 105 : 10,4 %;
sur 33 ayant dépassé le 10e jour : 33,3 %.

25 cas d'ablépharie sur 105 embryons : 23,8 %;
sur 33 embryons ayant dépassé le 10e jour : 75,7 %;
se répartissant en 51,5 % pour la paupière supérieure et 24,2 % pour l'inférieure.

Brachyblépharie. — La technique que nous avons utilisée permet à un certain nombre d'embryons d'atteindre le 16e jour de l'incubation comprenant 13 jours de séjour dans la couveuse, nécessaires pour que les bords libres des deux paupières arrivent au contact comme le montrent les témoins.

Nous n'avons observé chez les embryons morts ou prélevés vivants après le 16e jour de l'incubation qu'un cas de brachyblépharie semblable

à ceux que nous avaient donnés le sulfate d'ésérine et la paramino-benzène-sulfamide et dans lesquels l'œil était largement ouvert. Dans les autres cas où un écart existait entre les bords libres des paupières après le 16e jour nous avons constaté des retards du développement général caractérisés par la longueur du bec et celle du troisième orteil. Dans ces cas la brachyblépharie n'est donc qu'un des signes du retard général et ne peut être considérée comme une malformation.

La technique du refroidissement des œufs dans les conditions où nous l'avons utilisée, apparaît donc comme spécialement adaptée à produire l'ablépharie localisée.

(1) *La chimiotératogénèse chez les Vertébrés*, 1950, Doin, Paris.
(2) *J. Embryol. and exp. Morph.*, 3, 1955, p. 335-354.

M. **Henri Gaussen** fait hommage à l'Académie de la *Carte des précipitations* au Maroc, dressée par MM. G. Roux et lui-même, avec la collaboration de M. F. Bagnouls : *Mazagan, Rabat, Oujda, Marrakech, Ouarzazate, Hammada du Guir.*

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire d'Électricité industrielle du Conservatoire national des Arts et Métiers, pour la première ligne, M. *Maurice Bellier* obtient 50 suffrages contre 5 à M. *André Busson* et un à M. *Maurice Beauvilain*; il y a un bulletin blanc.

Pour la seconde ligne, M. *Maurice Beauvilain* obtient 26 suffrages contre 25 à M. *André Busson.*

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation nationale comprendra :

En première ligne............... M. **Maurice Bellier.**
En seconde ligne............... M. **Maurice Beauvilain.**

DÉSIGNATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

— aux Cérémonies organisées par l'Académie des sciences de l'U. R. S. S., à Moscou, à l'occasion du deux cent cinquantième anniversaire de la naissance de **Leonhard Euler**, les 15-18 avril 1957 : M. **Maurice Fréchet**;

— au **Colloque national de Magnétisme commémoratif de l'œuvre de Pierre Weiss**, qui aura lieu à Strasbourg, les 8, 9 et 10 juillet 1957 : MM. **Gustave Ribaud, Gaston Dupouy, Louis Néel, Gabriel Foëx**;

— aux Cérémonies organisées par la **Société chimique de France**, les 16 et 17 juillet 1957, à l'occasion du premier centenaire de sa fondation : le Président de l'Académie, M. **Léon Binet**; le Secrétaire perpétuel pour les sciences chimiques et naturelles, M. **Robert Courrier**; les Membres de la Section de Chimie, MM. **Gabriel Bertrand, Marcel Delépine, Paul Lebeau, Paul Pascal, Charles Dufraisse, Georges Chaudron**; et MM. **Albert Portevin, Louis Hackspill** et **Jacques Tréfouël**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Traité du Calcul des probabilités et de ses applications, par Émile Borel. Tome I. *Les principes de la théorie des probabilités.* Fascicule IV. *Les principes de la statistique mathématique*, par René Risser et C.-Émile Traynard. Livre I. *Séries statistiques.* (Deuxième édition);

2° Ciba Foundation Colloquia on Endocrinology. Volume 10 : *Regulation and Mode of Action of Thyroid Hormones;*

3° Pierre-A. Vassal. *Gaucherie manuelle et gaucherie oculaire, fréquence et mode de transmission;*

4° Pierre-A. Vassal et P. Voizard. *L'hyperthélie en Afrique du Nord;*

5° Pierre-A. Vassal et H. Pineau. *Étude corrélative des mesures de la tête chez le jeune adulte français* (*Moyennes, écarts types et intercorrélations*);

6° *La fuerza del mar*, por Juan-Manuel Planas;

7° V. T. Illarionov. *Opyt istoriografii paleolita S. S. S. R.*

Il signale également deux Ouvrages polycopiés : *Dictionary of values of molecular constants* (*Wave mechanical methods*). Volume I. *General introduction.* Edited under the direction of King's College, London and the « Centre de chimie théorique de France », Paris, et *Dictionnaire des grandeurs théoriques descriptives des molécules* (*selon la mécanique ondulatoire*). Fascicule II. *Polyacènes et polyphényles* (*Méthodes des orbitales moléculaires*). Édité sous la direction du « Mathematical Institute » d'Oxford et du Centre de chimie théorique de France, à Paris.

ALGÈBRE. — *Sur les classes d'algèbres équationnelles et les théorèmes de représentation.* Note de M. Louis Nolin, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Il existe un procédé général de démonstration des théorèmes de représentation pour certaines classes d'algèbres; appliqué aux algèbres de Boole, il permet d'obtenir le théorème de Stone de manière élémentaire.

1. Une *Algèbre* $\mathfrak{A}$ est une suite $\langle A, f_1, \ldots, f_i, \ldots \rangle$ où A est un ensemble non vide quelconque, $f_i (1 \leq i < N$ entier, ou $1 \leq i < \infty)$ une application de A^{k_i} dans A $(1 \leq k_i < M$ entier).

Deux algèbres, $\mathfrak{A} = \langle A, f_1, \ldots, f_i, \ldots \rangle$ et $\mathfrak{A}' = \langle A', f'_1, \ldots, f'_i, \ldots \rangle$ sont *homologues* (ou encore : appartiennent à la même *espèce*) si, et seulement si, il existe une correspondance biunivoque $\leftrightarrow$ telle que $f_i \leftrightarrow f'_i$ et $k_i = k'_i$ pour tout i.

Soit $\mathfrak{S}$ l'espèce de l'algèbre $\mathfrak{A}$, $\{\gamma_1, \gamma_2, \ldots\}$ un ensemble dénombrable tel que $\gamma_i \neq f_j$ pour tous i, j entiers > 0; l'*algèbre des mots* de l'espèce $\mathfrak{S}$, engendrée par $\gamma_1, \gamma_2, \ldots$, est l'algèbre $\mathfrak{A}_x = \langle A_x, f_1, f_2, \ldots \rangle$ où A_x est le plus petit sous-ensemble de l'ensemble des suites finies à éléments dans $\{\gamma_1, \gamma_2, \ldots, f_1, f_2, \ldots\}$ qui contient γ_j pour tout entier j et qui est fermé par rapport à la formation des suites $f_i a_1 \ldots a_{k_i}$ à partir des suites $a_1, \ldots, a_{k_i}$.

Soit $\mathcal{E}$ un sous-ensemble de A_x^2 tel que $\mathcal{E}$ est le graphe d'une relation d'équivalence E sur A_x et que pour tout endomorphisme ν de $\mathfrak{A}_x$, $\langle a, b \rangle \in \mathcal{E}$ entraîne $\langle \nu(a), \nu(b) \rangle \in \mathcal{E}$; soit $\mathfrak{A}_x/E = \langle A_x/E, f_1/E, f_2/E, \ldots \rangle$ l'algèbre quotient de $\mathfrak{A}_x$ par E. Une classe $\mathfrak{X}$ d'algèbres d'espèce $\mathfrak{S}$ est dite *équationnelle* (¹) s'il existe un $\mathcal{E}$ tel que $\mathfrak{X}$ est la classe de toutes les algèbres $\mathfrak{A}'$ d'espèces $\mathfrak{S}$ pour lesquelles toute application de $\{\gamma_1, \gamma_2, \ldots\}$ dans A' est prolongeable en une application homomorphe de $\mathfrak{A}_x/E$ dans $\mathfrak{A}'$.

La classe des algèbres de Boole est équationnelle.

G. Birkhoff a montré (²) qu'une classe $\mathfrak{X}$ d'algèbres (de même espèce) est équationnelle si et seulement si elle contient toutes les sous-algèbres, toutes les images homomorphes, tous les produits directs d'algèbres de $\mathfrak{X}$.

La classe des algèbres d'ensembles, c'est-à-dire des algèbres dont les éléments sont des sous-ensembles d'un ensemble B et dont les applications sont l'intersection, la réunion et la complémentation par rapport à B est équationnelle.

2. Soit $\mathfrak{X}$ la classe équationnelle d'algèbres d'espèce $\mathfrak{S}$ définie par $\mathcal{E}$; une algèbre $\mathcal{B}$ de la classe $\mathfrak{X}$ est une *algèbre fonctionnellement libre pour* $\mathfrak{X}$ (¹) si et seulement si, pour toute classe équationnelle $\mathfrak{X}'$ d'algèbres d'espèce $\mathfrak{S}$ définie par $\mathcal{E}'$, $\mathcal{B} \in \mathfrak{X}'$ et $\mathcal{E} \subset \mathcal{E}'$ entraîne $\mathcal{E}' \subset \mathcal{E}$.

$\mathfrak{A}_x/E$ est fonctionnellement libre pour $\mathfrak{X}$: c'est une algèbre libre à une infinité de générateurs de la classe $\mathfrak{X}$.

Tarski a montré [1] que toute algèbre de $\mathfrak{A}$ est image homomorphe d'une sous-algèbre d'une puissance directe de $\mathcal{B}$.

3. Soient $\mathfrak{A}$, $\mathfrak{B}$, des classes d'algèbres de même espèce; on a obtenu une *représentation* de $\mathfrak{A}$ par $\mathfrak{B}$ lorsqu'on a montré que toute algèbre de $\mathfrak{A}$ est isomorphe à une algèbre de $\mathfrak{B}$.

Si $\mathfrak{A}$ et $\mathfrak{B}' \subset \mathfrak{B}$ sont des classes équationnelles, il suffit pour cela, en vertu de ce qui précède, de montrer qu'une algèbre fonctionnellement libre de $\mathfrak{A}$ est isomorphe à une algèbre de $\mathfrak{B}'$. $\mathfrak{A}$ sera alors une sous-classe de $\mathfrak{B}'$ donc une sous-classe de $\mathfrak{B}$.

Par exemple, soient $\mathfrak{A}$ la classe des algèbres de Boole et $\mathfrak{B}$ la classe des algèbres d'ensembles. On montre facilement que l'algèbre de Boole à deux éléments, $\mathcal{B}_0 = \langle \{0, 1\}, \wedge, \vee, - \rangle$ est fonctionnellement libre; comme elle est isomorphe à l'algèbre d'ensembles $\mathcal{A}' = \langle \{0, a\}, \bigcap, \bigcup, \complement \rangle$ où a est un ensemble et 0 le sous-ensemble vide de a, toute algèbre de Boole est isomorphe à une algèbre d'ensembles, c'est-à-dire à une sous-algèbre de l'algèbre de tous les sous-ensembles d'un ensemble. On a ainsi démontré de manière élémentaire le théorème de représentation des algèbres de Boole [3] (par des algèbres d'ensembles).

Dans ce cas particulier, on pourrait d'ailleurs procéder autrement. Soient $\mathcal{E}$, $\mathcal{E}'$ définissant les classes équationnelles des algèbres de Boole et des algèbres d'ensembles, respectivement. Comme toute algèbre d'ensemble est une algèbre de Boole, on a $\mathcal{E} \subset \mathcal{E}'$. Or il est facile de montrer que $\mathcal{E} \neq \mathcal{E}'$ entraîne A_x^2, autrement dit que si $\mathcal{E} \neq \mathcal{E}'$, toutes les algèbres d'ensembles n'ont qu'un seul élément; ainsi $\mathcal{E} = \mathcal{E}'$.

[1] *Cf.* A. Tarski, *Ann. Math.*, 47, 1946, p. 163-165. On peut se reporter aussi à la Communication de A. Tarski au *Colloque de Logique*, Paris, 1955 (sous presse).

[2] *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 31, 1935, p. 433-454.

[3] *Cf.* Stone, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 40, 1936, p. 37-111.

ALGÈBRE. — *Recherche d'invariants de modules usuels.*

Note de M. **Jean Guérindon**, présentée par M. René Garnier.

Des relations entre la théorie de l'irréductibilité et la théorie multiplicative étudiées antérieurement [1] sont établies en considérant une classe usuelle de modules, ou modules de Krull, et cela permet de trouver des systèmes d'invariants tous finis.

Si l'on appelle *module de Krull* un module de type fini sur un anneau normal de Krull [1], on décrit ainsi une classe étendue de modules d'où l'on fera dériver des hypersocles [2] que l'on étudiera au moyen de leurs invariants.

Des exemples de modules de Krull sont donnés par les *images homomorphes*

des anneaux normaux. Par exemple les anneaux locaux complets, les anneaux de fonctions analytiques et les anneaux locaux géométriques ([3]) sont de tels anneaux en tant que quotients d'anneaux locaux réguliers, donc normaux.

Des exemples du cas général sont donnés par : *a*. La clôture intégrale d'un anneau local d'intégrité complet (Nagata); *b*. la clôture intégrale d'un anneau normal nœthérien A dans une extension finie L de son corps des quotients K, supposé de caractéristique O. Plus généralement la clôture intégrale B d'un anneau d'intégrité nœthérien A dans une extension finie L de son corps des quotients K est un module de Krull sur la clôture intégrale A′ de A en K *si et seulement si* B *est de type fini sur* A′. Dans tous les cas B est un anneau normal puisque A′ l'est, suivant Y. Mori et Nagata ([4]).

On se servira pour tout A-module I-adique séparé $\mathfrak{N}$ de la notion suivante, déjà utilisée par Geddes pour les anneaux locaux.

Définition. — *Soit $\mathfrak{N}$ un* A-*module* I-*adique séparé. On appellera « précomplété » de $\mathfrak{N}$ le module produit* $\hat{\mathfrak{N}} = \prod_{n=1}^{\infty} (\mathfrak{N}/I^n\mathfrak{N})$.

On voit alors que le complété I-adique $\mathfrak{N}^*$ de $\mathfrak{N}$ est un sous-module de $\hat{\mathfrak{N}}$ ([5]). De plus $\hat{\mathfrak{N}}$ détermine de manière unique le sous-module somme directe $\overline{\mathfrak{N}} = \sum_{n=1}^{\infty} (\mathfrak{N}/I^n\mathfrak{N})$ et $\overline{\mathfrak{N}}$ admet un *ensemble dénombrable de générateurs* dès que $\mathfrak{N}$ est de type fini.

Soit $\mathfrak{M}$ un module de type fini sur un anneau normal A, intersection de la famille $A_\tau (\tau \in H)$ de ses anneaux de valuation essentiels $A_\tau = A_{P_\tau}$, si P_τ est l'idéal minimal attaché à A_τ. On posera $P_\tau A_\tau = P'_\tau$. Le module $\mathfrak{M}_\tau$ des quotients de $\mathfrak{M}$ relativement à P_τ est de type fini sur A_τ. Posons

$$\hat{\mathfrak{M}}_{\tau,n} = (\mathfrak{M}_\tau/P'_\tau\mathfrak{M}_\tau) \oplus \ldots \oplus (\mathfrak{M}_\tau/P'^n_\tau\mathfrak{M}_\tau)$$

et désignons par $\gamma_{\tau,n}$ la longueur (finie) de ce A_τ-module. Si K est le corps des quotients de A et des A_τ, on a le :

Lemme 1. — *Pour tout τ fixé les entiers $\gamma_{\tau,n}$ déterminent les entiers*

$$f(\tau, n) = \dim_K(P'^{n-1}_\tau\mathfrak{M}_\tau/P'^n_\tau\mathfrak{M}_\tau)$$

et inversement.

On établit en effet immédiatement la formule : $\gamma_{\tau,n} = \sum_{j=1}^{n} (n-j+1) f(\tau, j)$. Les invariants classiques d'interirréductibilité de Loewy ([6]) se mettent en évidence en formant les produits $P'^j_\tau \hat{\mathfrak{M}}_{\tau,i}$. On a, pour $j \geq i$, $P'^j_\tau \hat{\mathfrak{M}}_{\tau,i} = O$ et si l'on pose $\bar{\lambda}_{\tau,i,j} = \dim_K(P'^{j-1}_\tau \hat{\mathfrak{M}}_{\tau,i}/P'^j_\tau \hat{\mathfrak{M}}_{\tau,i})$ on a

$$\bar{\lambda}_{\tau,i,j} = (i-j+1) f(\tau, j), \tag{1}$$

$$\gamma_{\tau,i} = \sum_{j=1}^{i} \bar{\lambda}_{\tau,i,j}. \tag{2}$$

Posons $\mathfrak{M}^{\tau} = \overline{\mathfrak{M}}_{\tau} = (\mathfrak{M}_{\tau}/P'_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau}) \oplus (\mathfrak{M}_{\tau}/P'^{2}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau}) \oplus \ldots$. On a $\bigcap_{n} P'^{n}_{\tau}\mathfrak{M}^{\tau} = O$ et tout élément de $\mathfrak{M}^{\tau}$ est annulé par une puissance de $P'_{\tau}A_{\tau}$. $\mathfrak{M}^{\tau}$ est un module réduit sur A_{τ}, l'ordinal ultime étant ω ou $\aleph_0$ (7). On désignera par $d_{\tau,k}(k = 1, 2, \ldots)$ la suite des invariants d'Ulm-Zippin de $\mathfrak{M}^{\tau}$.

Pour étudier les relations entre les $\gamma_{\tau,n}$, les $f(\tau, n)$ et les $d_{\tau,n}$ pour τ fixé introduisons la suite, uniquement déterminée, des entiers α_{ρ} [avec $0 \leqq \alpha_1 \leqq \alpha_2 \leqq \ldots \leqq \alpha_T \leqq \omega$ et $T = T(\tau)$, $P'^{0}_{\tau} = A_{\tau}$ et $P'^{\omega}_{\tau} = 0$] telle que

$$\mathfrak{M}_{\tau} \cong (A_{\tau}/P'^{\alpha_1}_{\tau}) \oplus \ldots \oplus (A_{\tau}/P'^{\alpha_T}_{\tau}). \tag{3}$$

On a alors

$$P'^{n}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau} \simeq (P'^{\inf(n,\alpha_1)}_{\tau}/P'^{\alpha_1}_{\tau}) \oplus \ldots \oplus (P'^{\inf(n,\alpha_T)}_{\tau}/P'^{\alpha_T}_{\tau}), \tag{4}$$

$$\mathfrak{M}_{\tau,n} = \mathfrak{M}_{\tau}/P'^{n}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau} \cong (A_{\tau}/P'^{\inf(n,\alpha_1)}_{\tau}) \oplus \ldots \oplus (A_{\tau}/P'^{\inf(n,\alpha_T)}_{\tau}), \tag{5}$$

$$P'^{k}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau,n} \cong (P'^{\inf(k,n,\alpha_1)}_{\tau}/P'^{\inf(n,\alpha_1)}_{\tau}) \oplus \ldots \oplus (P'^{\inf(k,n,\alpha_T)}_{\tau}/P'^{\inf(n,\alpha_T)}_{\tau}). \tag{6}$$

Lemme 2. — *Pour τ fixé la donnée de chacune des quatre suites suivantes détermine les autres* : $\gamma_{\tau,n}$, $f(\tau, n)$, $d_{\tau,n}$ et $(\alpha_1, \ldots, \alpha_T)$.

En effet $P'^{k}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau,n}$ est O si et seulement si l'on a $k \geqq \inf(n, \alpha_{\rho})$ pour tout ρ, et le sous-module $U_{\tau,k}$ formé des éléments de $P'^{k}_{\tau}\mathfrak{M}_{\tau,n}$ qui sont annulés par $P'_{\tau}A_{\tau}$ est la somme directe (pour $n = 1, 2, \ldots$) des modules :

$$V_{\tau,k,n} = \sum_{\rho=1}^{T} (P'^{\sigma(k,n,\rho)}_{\tau}A_{\tau}/P'^{\inf(n,\alpha_{\rho})}_{\tau}A_{\tau}) \tag{7}$$

avec

$$\sigma(k, n, \rho) = \sup[\inf(k, n, \alpha_{\rho}), -1 + \inf(n, \alpha_{\rho})], \tag{8}$$

et l'on a alors

$$d_{\tau,k} = \sum_{n=1}^{\omega} \sum_{\rho=1}^{T} [\sigma(k+1, n, \rho) - \sigma(k, n, \rho)].$$

On remarque que si l'on a $n \leqq k$, on a $\inf(n, k) = \inf(n, k+1)$ et que si $n \geqq k+2$ ou a $\inf(n, k) = \inf(n, k+1) - 1 = k$ et le crochet correspondant de la somme double est nul, sauf si l'on a $k+1 = \alpha_{\rho}$, cas où il vaut 1. Enfin si $n = k+1$, le premier σ vaut $\inf(k+1, \alpha_{\rho})$ et le second $\inf(k, \alpha_{\rho})$: le crochet vaut 1. Ainsi le crochet n'est pas nul et vaut 1 dans les deux cas :

$$n = k + 1 \leqq \alpha_{\rho} \tag{i}$$

et

$$k + 1 = \alpha_{\rho} < k + 2 \leqq n. \tag{ii}$$

On en déduit que $d_{\tau,k}$ vaut ω si et seulement si k est l'un des entiers

$$\alpha_1 - 1, \ \ldots, \ \alpha_{\rho} - 1, \ \ldots, \ \alpha_T - 1$$

et coïncide dans les autres cas avec le nombre des α_{ρ} (distincts ou non) qui

sont strictement supérieurs à $k+1$, que $f(\tau, n)$ est le nombre des α_ρ supérieurs ou égaux à n et que l'on a

$$f(\tau, n) = \sum_{\rho=1}^{T} [\inf(n, \alpha_\rho) - \inf(n-1, \alpha_\rho)]. \tag{9}$$

On en déduit facilement le lemme 2 et que pour tout τ déterminé les quatre suites de ce lemme déterminent chacune $\mathfrak{M}_\tau$ à un A_τ-isomorphisme près. On a ainsi retrouvé dans ce cas particulier le théorème d'Ulm-Zippin [7] et l'on a de plus le :

THÉORÈME. — *Étant donné un module de Krull $\mathfrak{M}$, de type fini sur l'anneau normal* A, *pour tout anneau fixé* A_τ *de valuation discrète attaché à* A, *les constantes d'interirréductibilité* $\bar{\lambda}_{\tau,i,j}$ *déterminent à un* A_{P_τ}*-isomorphisme près le module* $\mathfrak{M}_{\mathrm{P}_\tau}$, *si* P_τ *est l'idéal minimal attaché à* A_τ.
Le problème se poserait de déterminer quelles données supplémentaires sont nécessaires pour déterminer le A-module $\mathfrak{M}$ lui même.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2693 et 243, 1956, p. 936.
(2) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2042.
(3) *Cf.* J. P. SERRE, *Symposium de Tokyo*, 1955.
(4) NAGATA, *Mem. Coll. Sc. Kyoto*, 1955, p. 293.
(5) GEDDES, *J. London Math. Soc.*, 1954, p. 334.
(6) GRUNDY, *Proc. Cambridge*, 38, 1942. Les $\bar{\lambda}$ sont les invariants d'irréductibilité $\bar{\mu}$ introduits à la section 16, p. 277.
(7) KAPLANSKY, *Infinite abelian groups*, 1954, sect. 11 et réf. 37.

GÉOMÉTRIE. — *Sur le groupe de la famille des coniques du plan qui ont un élément de contact donné.* Note de M. **René Lagrange**, présentée par M. René Garnier.

On expose un procédé de formation de ce groupe G, et l'on montre qu'il a sept paramètres et qu'il est isomorphe du groupe des similitudes de E_2.

Soit (I, Δ) élément de contact, $\{\Gamma\}$ la famille des coniques en question. Des éléments du groupe G sont les symétries $H_{A,B}$ par rapport aux bipoints (A, B); $H_{A,B}$ transforme le point courant M en son conjugué harmonique M_1 par rapport à A, B sur la conique Γ qui passe par M, A, B. Les produits des symétries forment un groupe H, d'ordre 6. En coordonnées trilinéaires (x, y, t) où $I=(1, 0, 0)$ et où Δ est $t=0$, les éléments de H sont les transformations

$$\left\{\begin{aligned} x_1 &= \frac{\alpha x+\beta}{\gamma x+\delta}, \qquad \alpha\delta-\beta\gamma\neq 0,\\ y_1 &= \frac{(\alpha\delta-\beta\gamma)y+ex^2+2fx+g}{(\gamma x+\delta)^2}. \end{aligned}\right. \tag{1}$$

On voit que tout élément de H est le produit de deux symétries, sauf si $\gamma=\alpha-\delta=0$, $\beta\neq 0$, ou si $\gamma=\alpha-\delta=\beta=0$, $e=f=0$, $g\neq 0$, qui nécessitent trois symétries. $H_{A,B}\Gamma$ est une droite, pourvu que Γ passe par le pôle de Δ par rapport à (A, B); un raisonnement classique permet d'en déduire que G est l'ensemble $\{H_{A_1,B_1}SH_{A,B}\}$ où (A, B) et (A_1, B_1) sont deux bipoints quelconques et S la transformation projective générale qui conserve (I, Δ). G est ainsi le groupe à sept paramètres des transformations qui se déduisent de (1) en y remplaçant seulement le coefficient $\alpha\delta-\beta\gamma$ de y par un nombre quelconque $k\neq 0$.

Si l'on pose, pour un déplacement de M, $dy/dx=\tau$, $dt=0$, on voit que, pour toute transformation de H, l'analogue τ_1 pour l'homologue M_1 est tel que $\tau_1-\tau$ ne dépende que de M; pour G, c'est $\tau_1-[k/(\alpha\delta-\beta\gamma)]\tau$ qui est indépendant de τ.

Soient deux coniques Γ, Γ' d'équations

$$hy+ux^2+vx+w=0,\qquad h'y+u'x^2+v'x+w'=0.$$

En chacun des deux points d'intersection, la valeur absolue de

$$\tau-\tau'=\pm\frac{1}{hh'}\sqrt{(hv'-vh')^2-4(hu'-uh')(hw'-wh')}$$

est invariante par H; c'est l'écart de Γ, Γ'. En posant $u/h=(\xi-i\eta)/2$, $w/h=(\xi+i\eta)/2$, $v/k=\zeta$, on associe à Γ un point c de E_3, de coordonnées cartésiennes rectangulaires ξ, η, ζ, et $|\tau-\tau'|$ est la distance euclidienne cc' des deux images. On voit ainsi que pour ces images, les homologues de H et G sont respectivement les déplacements et les similitudes.

On obtient les formules d'Olinde Rodrigues pour le passage de c à c_1 en posant $\alpha=\rho-i\nu$, $\beta=-\mu+i\lambda$, $\gamma=\mu+i\lambda$, $\delta=\rho+i\nu$; le rapport de similitude est $k/(\alpha\delta-\beta\gamma)$, et les composantes de la translation sont : $(e-g)/k$, $i(e+g)/k$, $2f/k$. L'image d'un point A du plan est un plan isotrope a, et celle de $H_{A,B}$ est la symétrie par rapport à l'intersection D des deux plans images a, b. Le théorème concernant la formation de H équivaut à la formation de tout déplacement par deux symétries; les deux cas exceptionnels cités correspondent à un déplacement hélicoïdal d'axe isotrope et à une translation isotrope; cette exception s'explique par la nature de la correspondance $\Gamma\leftrightarrow c$.

Signalons encore que, pour que deux coniques Γ_1, Γ_2, d'images c_1, c_2, déterminent une division harmonique sur une conique Γ d'image c, il faut et il suffit que $\widehat{c_1cc_2}=1$ dr.

Les transformations infinitésimales de G sont

$$H_1=\frac{\partial f}{\partial y},\qquad H_2=x\frac{\partial f}{\partial y},\qquad H_3=x^2\frac{\partial f}{\partial y};\qquad L=y\frac{\partial f}{\partial y};$$

$$K_1=\frac{\partial f}{\partial x},\qquad K_2=x\frac{\partial f}{\partial x}+y\frac{\partial f}{\partial y},\qquad K_3=x^2\frac{\partial f}{\partial x}+2xy\frac{\partial f}{\partial y};$$

et l'on obtient la structure du groupe des similitudes avec les transformations

$$X_1 = H_3 - H_1, \quad X_2 = i(H_3 + H_1), \quad X_3 = 2H_2; \quad Z = L;$$
$$Y_1 = i\frac{K_1 - K_3}{2}, \quad Y_2 = \frac{K_1 + K_3}{2}, \quad Y_3 = -iK_2.$$

Ce mode de formation de G s'applique naturellement aux coniques dont les deux points communs sont distincts, et donne aisément les deux transformations homographiques qui forment un groupe isomorphe du groupe anallagmatique plan, qui n'a plus que six paramètres.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Transformations affines et holonomie.* Note (*) de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étant donnée une variété V_m à connexion linéaire, on associe à toute algèbre L de transformations infinitésimales affines de V_m un groupe $K_x(L)$ d'automorphismes de l'espace vectoriel T_x tangent en x. Relations avec l'holonomie. Cas des espaces homogènes à connexion linéaire invariante. Espaces homogènes riemanniens et espaces réductifs.

A partir d'une algèbre L d'isométries infinitésimales sur une variété riemannienne, B. Kostant a défini dans des travaux récents (1) un groupe d'automorphismes de l'espace vectoriel tangent qui jouit de propriétés remarquables relativement à l'holonomie. Je me propose d'indiquer ici certains résultats relatifs au cas d'une variété à connexion linéaire.

1. Étant donnée une variété différentiable (2) V_m munie d'une connexion linéaire ω, une transformation infinitésimale (t. i.) de V_m est dite affine pour ω si elle laisse ω invariante. Il existe une connexion linéaire $\overline{\omega}$ et une seule admettant mêmes géodésiques que ω et une torsion opposée; $\overline{\omega}$ est dite *associée* à ω. Pour que X définisse une t. i. affine relativement à ω, il faut et il suffit que

$$(1) \qquad \nabla_k \overline{\nabla}_j X^i + R^i{}_{j,rk} X^r = 0,$$

où ∇ et $\overline{\nabla}$ sont les opérateurs de dérivation covariante relatifs aux connexions ω et $\overline{\omega}$ et où $R^i{}_{j,kl}$ est le tenseur de courbure de ω. A toute t. i. affine X, faisons correspondre le champ de tenseurs A_X de type (1, 1) défini par

$$(2) \qquad (A_X)^i_j = -\overline{\nabla}_j X^i.$$

Pour $x \in V_m$, A_X définit un endomorphisme $A_X(x)$ de l'espace vectoriel T_x tangent en x, dont il est aisé d'indiquer une interprétation géométrique :

Les transformations du groupe à un paramètre $\exp[uA_X(x)]$ peuvent être obtenues, pour u suffisamment petit, en composant le transport par parallélisme relativement à ω de T_x sur $T_{x(u)}$, le long du chemin l_u défini par

$$x(t) = \exp(tX)x \quad (0 \leq t \leq u)$$

avec $\exp(-uX)$. Étant donnée sur V_m une algèbre de Lie L de t. i. affines, les endomorphismes $A_X(x)$ engendrent, pour le crochet usuel, une algèbre de Lie qui est l'algèbre d'un groupe connexe $K_x(L)$ d'automorphismes de T_x. A partir de (1) et de la définition de l'holonomie infinitésimale ([3]), on établit :

THÉORÈME 1. — *Le groupe* $K_x(L)$ *est sous-groupe du normalisateur connexe* $N_0(\sigma'_x)$ *du groupe d'holonomie infinitésimale* σ'_x *de* V_m *dans le groupe des automorphismes de* T_x. *Si* L *est transitive sur* V_m $\sigma'_x = \sigma_x$, *groupe d'holonomie homogène restreint de* V_m *et le groupe* $K_x(L)$ *satisfait à*

$$\sigma_x \subset K_x(L) \subset N_0(\sigma_x). \tag{3}$$

2. Nous supposons dans la suite que V_m admet une structure d'espace homogène $V_m = G/H$ (G effectif) admettant une connexion linéaire invariante ω. Le groupe G définit sur V_m une algèbre L transitive de t. i. affines pour ω et nous désignons par $K_x(G, \omega)$ le groupe $K_x(L)$ correspondant à cette algèbre. Si x_0 est la projection de l'identité de G et si N désigne le normalisateur d'un sous-groupe dans le groupe des automorphismes de T_{x_0}, on a :

THÉORÈME 2. — *Étant donné un espace homogène* $V_m = G/H$ (G *effectif*) *à connexion linéaire invariante* ω, *chaque élément g de* G *établit un isomorphisme naturel entre* $K_x(G, \omega)$ *et* $K_{gx}(G, \omega)$. *De plus le transport le long d'un chemin arbitraire reliant x à x' établit un isomorphisme entre* $K_x(G, \omega)$ *et* $K_{x'}(G, \omega)$. *En particulier*

$$\tilde{H} \subset N[K_{x_0}(G, \omega)], \qquad \Psi_{x_0} \subset N[K_{x_0}(G, \omega)]. \tag{4}$$

où $\tilde{H}$ *désigne le groupe linéaire d'isotropie et* Ψ_{x_0} *le groupe d'holonomie homogène de* V_m.

Si $\sigma_x = K_x(G, \omega)$ l'espace sera dit à *holonomie normale*. Une variété riemannienne compacte homogène est toujours à holonomie normale (Kostant).

Du théorème 2 et de l'interprétation géométrique de $A_X(x)$ donnée au paragraphe 1, on déduit :

THÉORÈME 3. — *Si, sur un espace homogène* $V_m = G/H$ *muni d'une connexion linéaire invariante* ω, *un tenseur ou un champ de sous-espaces vectoriels t vérifie deux des trois conditions suivantes, il vérifie la troisième.*

a. t est invariant par G;

b. t est invariant par transport relativement à la connexion;

c. $t(x)$ *est invariant par* $K_x(G, \omega)$ *en un point arbitraire x de* V_m.

En particulier si l'espace est à holonomie normale, *t* invariant par transport est nécessairement invariant par G.

Supposons que $V_m = G/H$ soit un espace homogène riemannien et prenons pour ω la connexion riemannienne. Soit P^0_x le plus grand sous-espace de T_x invariant par le groupe d'holonomie σ_x et sur lequel σ_x induit la représentation identité. Si Q_{x_0} est un sous-espace de T_{x_0} invariant par σ_{x_0} et contenant $P^0_{x_0}$ ou lui étant orthogonal et si V_m est simplement connexe, le champ Q invariant

par transport déduit de Q_{x_0} est aussi invariant par G ([4]); Q_{x_0} est donc invariant par $K_{x_0}(G, \omega)$. On peut en déduire :

COROLLAIRE. — *Étant donné, sur un espace homogène riemannien* $V_m = G/H$ *(G effectif), un sous-espace* Q_{x_0} *de* T_{x_0} *qui contient* $P^0_{x_0}$ *ou lui est orthogonal, pour que* Q_{x_0} *soit invariant par* Ψ_{x_0} *il faut et il suffit qu'il soit invariant par* σ_{x_0} *et* $\tilde{H}$.

3. Nous supposons que $V_m = G/H$ admet une structure d'*espace homogène réductif*. Si G est l'algèbre de G, H la sous-algèbre correspondant à H, $G = H + M(H \cap M = 0$; adj $(H)M \subset M)$ définit la structure réductive; M définit une connexion linéaire invariante sur l'espace fibré principal G et par suite une connexion linéaire invariante ω, la *connexion linéaire canonique* de la structure. De cette connexion, on déduit une connexion invariante sans torsion $\tilde{\omega}$ admettant les mêmes géodésiques, la *connexion de Cartan* ([5]). On a

THÉORÈME 4. — *Pour un espace homogène réductif, le groupe* $K_{x_0}(G, \omega)$ *coïncide avec le groupe linéaire connexe d'isotropie; le groupe* $K_{x_0}(G, \tilde{\omega})$ *peut être identifié au groupe d'automorphismes de* M *dont l'algèbre est engendrée par les endomorphismes* $B_\lambda(\lambda \in G)$ *de* M *définis par* $\mu \in M \to [\lambda, \mu]_M$.

Nous appelons espace homogène riemannien naturellement réductif un espace homogène $V_m = G/H$ admettant une métrique riemannienne invariante et une structure réductive telles que la connexion riemannienne de la métrique coïncide avec la connexion de Cartan de la structure réductive. Pour qu'il en soit ainsi, il faut et il suffit (théorème 3) que le tenseur métrique soit invariant par $K_{x_0}(G, \tilde{\omega})$. Si G est compact, V_m admet toujours une telle structure. De l'existence de lacets géodésiques pour la connexion de Cartan dans chaque classe d'homotopie, il résulte :

THÉORÈME 5. — *Si* $V_m = G/H$ *est homogène riemannien naturellement réductif, le groupe d'holonomie* $\Psi^*_{x_0}$ *d'une connexion linéaire invariante arbitraire* ω^* *satisfait à*

$$\Psi^*_{x_0} \subset \tilde{H} . K_{x_0}(G, \omega^*).$$

Si G *est compact, on a*

$$\tilde{H} . K_{x_0}(G, \omega^*) = \Psi^*_{x_0} . K_{x_0}(G, \omega^*).$$

Dans ce dernier cas, si l'holonomie est normale, en particulier si ω^* est la connexion riemannienne d'une métrique invariante ([6]), il en résulte

$$\Psi^*_{x_0} = \tilde{H} . K_{x_0}(G, \omega^*).$$

(*) Séance du 25 mars 1957.

([1]) B. KOSTANT, *Trans. Amer. Math. Soc.*, 80, 1955, p. 528-542; *Proc. Nat. Acad.*, 42, 1956, p. 258-261 et 354-357.

([2]) V_m et la connexion introduite seront supposées de classe C^∞.

([3]) LICHNEROWICZ, *Théorie globale des connexions*, Cremonese, Rome, 1955, p. 132-137.

([4]) LICHNEROWICZ, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1568.

([5]) NOMIZU, *Amer. J. Math.*, 76, 1954, p. 33-65. La connexion canonique est la connexion de seconde espèce, au sens de Nomizu, la connexion de Cartan celle de première espèce.

([6]) On retrouve ainsi un résultat qui m'a été signalé par Kostant.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Transformations définies par le groupe d'holonomie infinitésimale.* Note de M. **Raymond Couty**, présentée par M. Joseph Pérès.

Suite de l'étude des transformations $\mathcal{T}$ définies dans une Note précédente [1]. Application aux variétés pseudo-kählériennes. On obtient des conditions pour qu'une telle variété soit à tenseur de Cartan nul ou symétrique. Cas où les transformations $\mathcal{T}$ conservent l'élément de volume, on obtient des équations analogues aux équations de Copson et Ruse des espaces harmoniques.

1. Les définitions et notations sont celles d'une Note précédente [1] désignée dans la suite par (I). Reprenons le cas où les transformations locales $\mathcal{T}$ définies sur la variété $\mathcal{V}_N$ sont conformes, c'est-à-dire où les vecteurs ξ associés vérifient

$$C_{ij} = \mathcal{L}(\xi)g_{ij} + \frac{2}{N}\delta\xi g_{ij} = 0, \tag{1}$$

De

$$(\partial_{ab}C_{ij})_0 = (\partial_{abc}C_{ij})_0 = 0,$$

on déduit deux égalités tensorielles, en les écrivant dans un repère adapté à la structure pseudo-hermitienne et en utilisant les relations classiques entre les composantes du tenseur de courbure on obtient des équations analogues à celles du paragraphe 2 de (I).

D'où

Théorème 1. — *Soit $\mathcal{V}$ une variété pseudo-kählerienne. Si les transformations $\overset{0}{\mathcal{T}}$ sont conformes, $\mathcal{V}$ est une variété $\mathcal{H}$. Si la métrique est définie positive et si les transformations $\overset{1}{\mathcal{T}}$, $\overset{2}{\mathcal{T}}$ sont conformes, $\mathcal{V}$ est symétrique.*

2. Si les transformations $\overset{0}{\mathcal{T}}$ sont des isométries, ce qui se produit en particulier si $\mathcal{V}$ est symétrique, les vecteurs ξ satisfont à

$$\nabla_k \nabla_j \xi^i = -R^i{}_{jkl}\xi^l. \tag{2}$$

Soit, dans ce cas, Φ un tenseur à dérivée covariante nulle, ses composantes vérifient

$$\sum_{r=1}^{q} \Phi^{i_1\ldots i_p}_{j_1\ldots j_{r-1}aj_{r+1}\ldots j_q} R^a{}_{j_rkl} - \sum_{r=1}^{p} \Phi^{i_1\ldots i_{r-1}ai_{r+1}\ldots i_p}_{j_1\ldots j_q} R^{i_r}{}_{akl} = 0, \tag{3}$$

on en déduit

$$(\mathcal{L}(\xi)\Phi)_0 = 0 \quad \text{et} \quad \nabla_k(\mathcal{L}(\xi)\Phi) = 0, \quad \text{d'où} \quad \mathcal{L}(\xi)\Phi = 0.$$

Théorème 2. — *Si $\mathcal{V}$ est une variété symétrique, tout champ de tenseurs à dérivée covariante nulle est invariant par les transformations $\overset{0}{\mathcal{T}}$.*

Étudions maintenant quelle conséquence entraîne pour une variété

riemannienne l'existence d'un champ de tenseurs Φ d'ordre 2 à dérivée covariante nulle invariant par les transformations $\mathcal{E}$. On a alors

$$(4) \qquad (\partial_{ab}\mathcal{L}(\xi)\,\Phi^{i}{}_{j})_0 = (\partial_{abc}\mathcal{L}(\xi)\,\Phi^{i}{}_{j})_0 = 0.$$

En explicitant et tenant compte de (3) on en déduit deux égalités tensorielles. Supposons la variété pseudo-kählerienne, prenons pour Φ son tenseur canonique et écrivons les égalités tensorielles obtenues dans un repère adapté à la structure pseudo-hermitienne. En utilisant les relations classiques entre les composantes du tenseur de courbure on obtient des égalités identiques à celles obtenues au paragraphe 2 de (I).

D'où

THÉORÈME 3. — *Soit $\mathcal{V}$ une variété pseudo-kählerienne.*

Si la structure presque complexe est invariante par les transformations $\overset{0}{\mathcal{E}}$, $\mathcal{V}$ est une variété $\mathcal{K}$.

Si la courbure de Ricci est non dégénérée et la structure presque complexe invariante par les transformations $\overset{0}{\mathcal{E}}$ et $\overset{1}{\mathcal{E}}$, $\mathcal{V}$ est symétrique.

Si la métrique est définie positive et la structure presque complexe invariante par les transformations $\overset{1}{\mathcal{E}}$ et $\overset{2}{\mathcal{E}}$, $\mathcal{V}$ est symétrique.

3. Si $\mathcal{V}$ est harmonique, les transformations $\overset{0}{\mathcal{E}}$ conservent évidemment l'élément de volume.

Étudions plus généralement une variété $\mathcal{V}$ à élément de volume invariant par les transformations $\overset{0}{\mathcal{E}}$. On a

$$\mathcal{L}(\xi)\,g = \xi^r \partial_r g + 2g\,\partial_r \xi^r = 0.$$

Or, pour les vecteurs ξ considérés $\partial_r \xi^r = 0$ et la conservation de l'élément de volume se réduit à $\xi^r \partial_r g = 0$.

En introduisant les tenseurs normaux des divers ordres dont les composantes sont données en tout point O et en coordonnées normales d'origine O par

$$(A^{i}{}_{jabc\ldots l})_0 = (\partial_{bc\ldots l}\Gamma_{j}{}^{i}{}_{a})_0$$

et en raisonnant par récurrence sur n l'on voit que

$$(\partial_{a_1\ldots a_n}\mathcal{L}(\xi)\,g)_0 = 0$$

entraîne

$$(5) \qquad \left(\mathfrak{S}\,\partial_{a_{i_1}}\xi^r A^{s}{}_{s r a_{i_2}\ldots a_{i_n}}\right)_0 = 0,$$

où $\mathfrak{S}$ est la somme de tous les termes obtenus en remplaçant a_{i_1} successivement par $a_1 \ldots a_n$. (5) entraîne les égalités tensorielles

$$\nabla_m(\nabla_n A^{s}{}_{s a_1\ldots a_n}) - \nabla_n(\nabla_m A^{s}{}_{s a_1\ldots a_n}) = 0.$$

THÉORÈME 4. — *Toute variété riemannienne à élément de volume invariant par les transformations* $\overset{0}{\mathcal{C}}$ *vérifie le système infini de relations*

$$\nabla_m(\nabla_n A^s{}_{sa_1,\ldots a_n}) - \nabla_n(\nabla_m A^s{}_{sa_1\ldots a_n}) = 0.$$

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 553.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur les cas riemanniens de métriques variationnelles* $\delta s = f(u, v; du, dv)$. Note de M. **Marcel Coz**, transmise par M. Georges Bouligand.

Ayant obtenu, dans un autre travail, certains des cas annoncés, j'établis la possibilité de les déduire *tous* de congruences remarquables.

1. Cas général. — L'espace euclidien E_3 étant rapporté à des coordonnées curvilignes par les trois fonctions $x(u, v, w)$, $y(u, v, w)$, $z(u, v, w)$ de classe $C \geqq 1$ et à jacobien non nul, on écrit son élément linéaire :

$$(1)\qquad ds^2 = A\,du^2 + 2B\,du\,dv + C\,dv^2 + 2\,dw\,(F\,du + G\,dv) + H\,dw^2$$

Pour $w_1 < w_2$, on introduit la mesure de l'aire élémentaire ayant pour expression

$$(2)\qquad \delta s = \int_{w_1}^{w_2} \sqrt{H(A\,du^2 + 2B\,du\,dv + C\,dv^2) - (F\,du + G\,dv)^2}\,dw.$$

Posant $\delta s = f(u, v; du, dv)$, on choisit (2) comme élément de longueur sur une surface quelconque paramétrée en u et v (1), (2). On introduit ainsi un modèle pour certains types de métriques variationnelles réelles (3).

Pour que δs soit *riemannien*, il faut et il suffit qu'il existe une fonction $\lambda(u, v, w)$ et une forme quadratique $e\,du^2 + 2f\,du\,dv + g\,dv^2$ définie positive à coefficients indépendants de w telles qu'au second membre de (2), la quantité sous le radical se réduise à

$$(3)\qquad \lambda^2(e\,du^2 + 2f\,du\,dv + g\,dv^2).$$

D'où l'interprétation géométrique :

Une métrique riemannienne s'obtient dans le seul cas où, étant donné l'élément linéaire de E_3, *il existe une famille de surfaces* $w = w(u, v, c)$ *telles que la correspondance entre deux quelconques de ces surfaces le long des fibres* (courbes $u =$ const., $v =$ const.) *soit une représentation conforme.*

Notant $d\sigma^2$ l'élément linéaire d'une de ces surfaces, et posant $w_u = p$, $w_v = q$, on déduira de (1) la valeur de ce $d\sigma^2$ sous la forme :

$$(4)\qquad d\sigma^2 = (\overline{A} + 2\overline{F}p + \overline{H}p^2)\,du^2 + 2(\overline{B} + \overline{G}p + \overline{F}q + \overline{H}pq)\,du\,dv + (\overline{C} + 2\overline{G}q + \overline{H}q^2)\,dv^2.$$

De la proportionnalité des coefficients de (3) et (4) on tirera aisément

$$Hp + F = Hq + G = 0,$$

c'est-à-dire l'intégrabilité nécessaire et seulement de l'équation

$$F\,du + G\,dv + H\,dw = \mathbf{M}_w.\mathbf{M} = 0. \tag{5}$$

D'ailleurs, sans calcul, elle provient de ce que prenant le trinome (>0)

$$y = (A u'^2 + 2 B u'v' + C v'^2) + 2(F u' + G v')\,x + H x^2, \tag{1'}$$

le minimum se déduit de

$$H x_0 = -(F u' + G v') \tag{5'}$$

d'où proportionnalité de y_0 au descriminant de y [radical de (2)].

On a donc l'énoncé suivant : A, B, C, F, G, H *étant six fonctions des u, v, w, pour lesquelles les six composantes du tenseur de Riemann-Christoffel* (provenant de E_3) *sont nulles, l'intégrabilité de* (5) *et la représentation conforme sont nécessaires et suffisantes pour une métrique riemannienne.*

Conséquences. — *a.* Pour que la correspondance par fibres soit une représentation conforme entre les surfaces $w =$ const. (surfaces de clivage), il est nécessaire qu'il existe une congruence de courbes admettant cette famille de surfaces comme trajectoires orthogonales.

b. Les seules surfaces de clivage isothermiques livrant une métrique riemannienne (ou admettant la correspondance conforme signalée) font partie d'un système triple orthogonal (S. T. O.) ([4]).

c. Étant donnée une famille de surfaces w satisfaisant au problème, il y a toujours un changement de coordonnées *conservant les fibres* et ramenant au cas $F = G = 0$. Réciproquement de ce dernier cas on déduit par le changement inverse tous les cas riemanniens.

2. Recherche de solutions dans le cas d'un (S. T. O.). — On est ainsi ramené aux seuls (S. T. O.) à surfaces de clivage isothermiques.

$$ds^2 = A^2(du^2 + dv^2) + C^2\,dw^2. \tag{6}$$

Écrivons les six conditions d'intégrabilité de Lamé :

$$A_{vw} = \left(\frac{A_v}{A} + \frac{C_v}{C}\right) A_w, \tag{7, 1}$$

$$A_{uw} = \left(\frac{A_u}{A} + \frac{C_u}{C}\right) A_w, \tag{7, 2}$$

$$C_{uv} = \left(\frac{A_v C_u + A_u C_v}{A}\right), \tag{7, 3}$$

$$\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{C_v}{A}\right) + \frac{\partial}{\partial w}\left(\frac{A_w}{C}\right) + \frac{A_u C_u}{A^2} = 0, \tag{7, 4}$$

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{C_u}{A}\right) + \frac{\partial}{\partial w}\left(\frac{A_w}{C}\right) + \frac{A_v C_v}{A^2} = 0, \tag{7, 5}$$

$$\frac{\partial}{\partial u}\left(\frac{A_u}{A}\right) + \frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{A_v}{A}\right) + \frac{A_w^2}{C^2} = 0. \tag{7, 6}$$

D'après (7, 6) la courbure totale des surfaces de clivage est $A^{-2}C^{-2}A_{w}^{2}$; d'après (7, 1) et (7, 2) les dérivées premières de $A^{-1}C^{-1}A_{w}$ sont nulles. Donc, *les seules familles de surfaces de clivage admissibles sont à courbure totale constante positive ou nulle.*

Moyennant les conditions de Lamé, il existe un (S. T. O.) et un seul régi par (6). Dès lors, les formules d'Olinde Rodrigue et le théorème de Dupin permettront le calcul des rayons de courbure principaux des surfaces coordonnées. On obtient pour les surfaces de clivage

$$R_u = R_v = AC.A_w^{-1}.$$

Les seules familles de surfaces de clivage admissibles sont les familles de sphères ou éventuellement de plans.

La réciproque d'après laquelle la correspondance par fibres, en ces deux cas, est une représentation conforme, constitue d'autre part un résultat connu. On a donc le résultat annoncé.

(1) G. Bouligand, *Principes de l'Analyse géométrique*, 1, 1949, p. 383.
(2) M. Coz, *Bull. Acad. Roy. Belgique*, 43, n° 5, 1957, p. 139.
(3) G. Bouligand, *Bull. Acad. Roy. Belgique*, 43, n° 5, 1957, p. 133.
(4) M. Coz, *loc. cit.*, p. 143.

PLANS D'EXPÉRIENCES. — *Blocs incomplets partiellement équilibrés à deux classes associées avec quatre répétitions.* Note (*) de Mme **Monique Lafon**, présentée par M. Georges Darmois.

Liste des blocs incomplets partiellement équilibrés à deux classes associées avec quatre répétitions. — Les paramètres satisfont aux conditions suivantes :

$$vr = bk,$$
$$v = n_1 + n_2 + 1,$$
$$\lambda_1 n_1 + \lambda_2 n_2 = r(k-1);$$
$$p_{11}^1 + p_{12}^1 + 1 = p_{11}^2 + p_{12}^2 = n_1,$$
$$p_{12}^1 + p_{22}^1 = p_{12}^2 + p_{22}^2 + 1 = n_2;$$
$$n_1 p_{12}^1 = n_2 p_{11}^2,$$
$$n_1 p_{22}^1 = n_2 p_{12}^2,$$

avec $n_1, n_2 > 0$, $p_{ij}^{u} \geq 0$ ($\lambda_1 \neq \lambda_2$, nous prendrons $\lambda_1 > \lambda_2$).

Autre groupe de conditions dues à Connor et Clatworthy (1954). — Soient

$$\gamma = p_{12}^2 - p_{12}^1,$$
$$\beta = p_{12}^2 + p_{12}^1,$$
$$\Delta = \gamma^2 + 2\beta + 1;$$

$$\alpha_i = \frac{(v-1)\left[(-1)^i\gamma + \sqrt{\Delta} + 1\right] - 2n_i}{2\sqrt{\Delta}} \qquad \text{(les } \alpha_i \text{ sont des entiers positifs ou nuls)},$$

$$x_i = \frac{1}{2}\left[(\lambda_1 + \lambda_2) + (\lambda_1 - \lambda_2)\{-\gamma + (-1)^i\sqrt{\Delta}\}\right];$$

(*) Séance du 25 mars 1957.

de plus, l'inégalité (A) doit être satisfaite,

$$(A)\qquad (r-\lambda_1)(r-\lambda_2) \geqq (\lambda_1-\lambda_2)[(r-\lambda_2)p_{12}^1-(r-\lambda_1)p_{12}^2].$$

Dans le cas particulier où $b < v$, $r = x_2$ et (A) est une égalité.

La résolution de ces équations diophantiennes, dans le cas où $r = 4$, a permis de dresser la liste de tous les PBIB existant dans le cas où $r = 4$.

Les cas où $r = 2$ ayant été traités par Bose (1951), $r = 3$ par Roy et Laha (1956).

Résultats :

k.	λ_1.	λ_2.		n_1.	n_2.	v.	b.	p_{12}^1.
2.....	2	1	Un seul PBIB, $v=4$, $b=8$, $n_1=1$, $n_2=2$, $p_{12}^1=0$					
	2	0	Deux PBIB	2	1	4	8	0
				2	2	5	10	1
			La classe μ entier > 0	2	3μ	$3(\mu+1)$	$(6\mu+1)$	0
	1	0	Les 3 PBIB	4	1	6	12	1
				4	4	9	18	2
				4	16	21	42	4
			La classe	4	5μ	$5(\mu+1)$	$10(\mu+1)$	0
3.....	3	2	Il n'existe aucun PBIB dans ces cas					
	3	1						
	3	0						
	2	1	Un seul PBIB	3	2	6	8	2
	2	0	Les 2 PBIB	4	1	6	8	1
				4	4	9	12	2
			La classe	4	$5(3\lambda-1)$	15λ	20λ	0
	1	0	Les 2 PBIB	8	3	12	16	3
				8	6	15	20	3
			La classe	8	$9(\lambda-1)$	9λ	12λ	0
4.....	4	3	Aucun PBIB					
	4	2	Un seul PBIB	1	4	6	6	0
	4	1	Un seul PBIB	1	8	10	6	0
	4	0	La classe	1	4μ	$2(2p+1)$	$2(2p+1)$	0
	3	2	Un seul PBIB	2	3	6	6	0
	3	1	Un seul PBIB	2	6	9	9	0
$k=4$...	3	0	Le PBIB	4	1	6	6	1
			La classe	4	5μ	$5(\mu+1)$	$5(\mu+1)$	0
	2	1	Les 3 PBIB	1	10	12	12	0
				3	6	10	10	2
				4	4	9	9	2
	2	0	Les 3 PBIB	6	1	8	8	1
				6	3	10	10	2
				6	9	16	16	3
			La classe	6	7μ	$7(\mu+1)$	$7(\mu+1)$	0

k.	λ_1.	λ_2.		n_1.	n_2.	v.	b.	p^1_{12}.
	1	0	Les 8 PBIB	12	1	14	14	1
				12	2	15	15	2
				12	3	16	16	3
				12	12	25	25	6
				12	15	28	28	5
				12	27	40	40	9
				12	32	45	45	8
				12	36	49	49	6
			La classe	12	13μ	$13(\mu+1)$	$13(\mu+1)$	0
$k>4\ldots$	4	1, 2, 3	Ils sont tous obtenus à partir des BIB de paramètres $v^*=m$, $b^*=b$, $r^*=4$, $k^*=p$, $\lambda=1$, 2, 3, en remplaçant chaque variété par un groupe de n variétés					
	4	0	La classe	$k-1$	$k\alpha$	$k(1+\alpha)$	$4(1+\alpha)$	0	k
	3	2	Les 5 PBIB	40	22	63	6	11	42
				16	10	27	6	5	18
				8	6	15	6	3	10
				4	4	9	6	2	6
				24	66	91	7	11	52
>4	3	1	Il n'existe aucun PBIB					
	3	0	Il n'existe aucun PBIB					
			La classe	$3(2\mu-1)$	2	6μ	8	2	3μ
$k>4\ldots$	2	1	Les 27 PBIB	1320	480	1 701	9	266	756
				6	8	15	10	4	6
				12	12	25	10	6	10
				18	16	35	10	8	14
				27	22	50	10	11	20
				42	32	75	10	16	30
				54	40	95	10	20	38
				72	52	125	10	26	50
				162	112	275	10	56	110
				342	232	575	10	116	230
				4	16	21	12	4	7
				6	20	27	12	5	9
				12	32	45	12	8	15
				20	48	69	12	12	23
				24	56	81	12	14	27
				36	80	117	12	20	39
				60	128	189	12	32	63
				84	176	261	12	44	87
				132	272	405	12	68	135
				276	560	837	12	140	279
				52	196	249	13	32	76
				270	912	1 183	13	152	364
				30	200	231	14	20	66
				60	380	441	14	36	126
				90	545	636	14	56	186
				165	1 010	1 176	14	101	336
				690	4 160	4 851	14	566	1 386

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Aile conique à bords d'attaque subsoniques.* Note de M. **Robert Legendre**, présentée par M. Maurice Roy.

Le champ d'écoulement est calculé pour une forme donnée de l'aile. La condition pour que la vitesse reste finie aux bords d'attaque est écrite.

1. P. Germain a montré (1) que, lorsqu'une aile conique diffère assez peu d'un secteur angulaire plan pour que l'équation relative au potentiel puisse être linéarisée, les composantes u, v, w de la vitesse de perturbation sont les parties réelles de trois fonctions analytiques U, V, W, de la variable $\zeta = \omega + i\xi$; ω et ξ sont fonctions des coordonnées x_1, x_2, x_3 (Ox_1, axe du secteur; Ox_3, normale au secteur). Savoir

$$\operatorname{tg}\omega = \frac{x_3}{x_2}; \qquad \operatorname{ch}\xi = \frac{x_1}{\beta\sqrt{x_2^2+x_3^2}}; \qquad \beta^2 = M^2 - 1;$$

M est le nombre de Mach à l'infini.

Entre les fonctions U, V, W existent les relations

$$-\beta\, dU = \frac{dV}{\cos\xi} = \frac{dW}{\sin\xi}.$$

La perturbation est nulle sur le cône de Mach et sa composante w est pratiquement une donnée w_0 sur le secteur, pris pour limite voisine de l'aile.

2. La connexité du domaine de définition de U, V, W, entre l'image du cône de Mach et l'image du secteur angulaire, recommande le changement de variable :

$$\cos\xi = \operatorname{sn}\left[2K\left(t-\frac{\tau}{2}\right), k\right] = \frac{\theta_2(0,\tau)}{\theta_1(0,\tau)}\,\frac{\theta_3(t,\tau)}{\theta(t,\tau)},$$

$$\sin\xi = \operatorname{cn}\left[2K\left(t-\frac{\tau}{2}\right), k\right] = i\,\frac{\theta_3(0,\tau)}{\theta_1(0,\tau)}\,\frac{\theta_2(t,\tau)}{\theta(t,\tau)}.$$

Le secteur angulaire correspond à t réel et le cône de Mach à une partie imaginaire de t égale à la moitié du rapport τ des périodes (2), qui est déterminé par la valeur ξ_a de ξ aux bords d'attaque :

$$\operatorname{ch}\xi_a = \left|\frac{x_1}{\beta x_2}\right| = \frac{1}{k} = \frac{\theta_2^2(0,\tau)}{\theta_1^2(0,\tau)}.$$

3. La fonction W, dont la partie réelle est connue aux limites, est définie

par une intégrale

$$2i\pi W = \int_{-1}^{1} w_0(t_0)\, G(t, t_0)\, dt_0;$$

$$G(t, t_0) = Z\left(\frac{t-t_0}{2}, \frac{\tau}{2}\right) + \frac{2i\pi t}{\tau} - \alpha\left[Z\left(\frac{2t-1}{4}, \frac{\tau}{2}\right) + \frac{2i\pi}{\tau}\right] - \beta\left[Z\left(\frac{2t+1}{4}, \frac{\tau}{2}\right) + \frac{2i\pi}{\tau}\right],$$

$$\alpha + \beta = \frac{Z'_2(t_0, \tau) + \dfrac{2i\pi}{\tau}}{Z'_3(0, \tau) + \dfrac{2i\pi}{\tau}} = \frac{Z'_2\left(\tau t_0, -\dfrac{1}{\tau}\right)}{Z'_2\left(0, -\dfrac{1}{\tau}\right)},$$

$$\alpha - \beta = \frac{\theta_3^2(0, \tau)}{\theta_1(0, \tau)\,\theta_2(0, \tau)}\,\frac{\theta(t_0, \tau)\,\theta_3(t_0, \tau)}{\theta_2^2(t_0, \tau)}.$$

La solution du problème de Dirichlet correspondrait à $\alpha = \beta = 0$, mais la fonction G peut avoir des pôles aux images $t = \pm 1/2$ des bords d'attaque, si le courant contourne ces bords. Sa dérivée doit être nulle avec $\sin \zeta$, pour que U et V soient réguliers sur le cône de Mach.

4. Les fonctions U et V sont également définies par des intégrales

$$2\beta\pi U = \int_{-1}^{1} w_0(t_0)\, G_1(t, t_0)\, dt_0, \qquad G_1(t, t_0) = \int \frac{i G_t\, dt}{\sin\zeta},$$

$$2\pi V = \int_{-1}^{1} w_0(t_0)\, G_2(t, t_0)\, dt_0, \qquad G_2(t, t_0) = \int \frac{G_t\, dt}{i \operatorname{tg}\zeta}.$$

Le calcul fournit

$$\begin{aligned} G_1(t, t_0) = {} & \frac{\theta_1(0, \tau)}{\theta_3(0, \tau)}\,\frac{\theta(t_0, \tau)}{\theta_2(t_0, \tau)}\left[Z\left(\frac{t-t_0}{2}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{t-t_0}{2}, \tau\right)\right] \\ & - 2\pi\theta_2^2(0, \tau)\,\frac{\theta_1(0, \tau)}{\theta_3(0, \tau)}\,\frac{\theta_1(t_0)\,\theta_3(t_0)}{\theta_2^2(t_0)} \ln\left[\frac{\theta\left(\dfrac{t-t_0}{2}, \tau\right)}{\theta_3\left(\dfrac{t-t_0}{2}, \tau\right)}\right] \\ & - \alpha\,\frac{\theta_1^2(0, \tau)}{\theta_3^2(0, \tau)}\left[Z\left(\frac{2t-1}{4}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{2t-1}{4}, \tau\right)\right] \\ & + \beta\,\frac{\theta_1^2(0, \tau)}{\theta_3^2(0, \tau)}\left[Z\left(\frac{2t+1}{4}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{2t+1}{4}, \tau\right)\right]; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} G_2(t, t_0) = {} & -\frac{\theta_2(0, \tau)}{\theta_3(0, \tau)}\,\frac{\theta_3(t_0, \tau)}{\theta_2(t_0, \tau)}\left[Z\left(\frac{t-t_0}{2}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{t-t_0}{2}, \tau\right)\right] \\ & + 2\pi\theta_3^2(0, \tau)\,\frac{\theta_2(0, \tau)}{\theta_3(0, \tau)}\,\frac{\theta_1(t_0)}{\theta(t_0)} \ln\left[\frac{\theta\left(\dfrac{t-t_0}{2}, \tau\right)}{\theta_3\left(\dfrac{t-t_0}{2}, \tau\right)}\right] \\ & + \alpha\,\frac{\theta_2^2(0, \tau)}{\theta_3^2(0, \tau)}\left[Z\left(\frac{2t-1}{4}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{2t-1}{4}, \tau\right)\right] \\ & + \beta\,\frac{\theta_2^2(0, \tau)}{\theta_3^2(0, \tau)}\left[Z\left(\frac{2t+1}{4}, \tau\right) - Z_3\left(\frac{2t+1}{4}, \tau\right)\right]. \end{aligned}$$

La distribution $w_0(t_0)$ donnée doit satisfaire à des conditions d'intégrabilité pour que W, U, V, soient définis.

5. La vitesse reste finie aux bords d'attaque si les pôles de $G(t, t_0)$, $G_1(t, t_0)$, $G_2(t, t_0)$ en $t = \pm 1/2$ s'éliminent dans les intégrations qui fournissent U, V, W :

$$\int_{-1}^{1} w_0(t_0)(\alpha + \beta)\, dt_0 = 0,$$

$$\int_{-1}^{1} w_0(t_0)(\alpha - \beta)\, dt_0 = 0.$$

La seconde équation est satisfaite si, pour une aile symétrique par rapport à $x_1 O x_3$, $w(t_0)$ est une fonction paire.

6. La première condition s'explicite par

$$\int_{-1}^{1} w_0(t_0)\left[Z'_2(t_0, \tau) + \frac{2i\pi}{\tau}\right] dt_0.$$

Elle est particulièrement facile à former si $w_0(t_0)$ est développé en série de Fourier :

$$w_0(t_0) = \sum_{0}^{\infty} a_n \cos n\pi t_0,$$

$$Z'_2(t_0, \tau) = 4\pi^2 \sum_{1}^{\infty} \frac{s(-1)^s}{\operatorname{sh}\left(s\pi \frac{\tau}{i}\right)} \cos(2s\pi t_0),$$

$$a_0 + \sum_{1}^{\infty} (-1)^s \frac{s\pi \frac{\tau}{i}}{\operatorname{sh}\left(s\pi \frac{\tau}{i}\right)} a_{2s} = 0.$$

Les coefficients d'ordre impair, qui caractérisent l'épaisseur de l'aile, n'interviennent pas dans la condition.

7. La méthode exploitée à l'étude d'écoulements coniques peut être généralisée pour une application à l'étude d'écoulements homogènes d'ordre entier et de combinaisons d'écoulements homogènes d'origines différentes.

(1) *Publication* O. N. E. R. A., n° 34, 1949.
(2) *Publication* O. N. E. R. A., n° 71, 1954.

(8, *avenue Frémiet, Paris*, 16e.)

ASTROPHYSIQUE. — *Les mouvements dans la couronne solaire intérieure.* Note (*) de M. **Audoin Dollfus**, présentée par M. André Danjon.

Les ressources de l'observation nous montrent la matière coronale animée de transformations lentes, attribuables au jeu des forces électromagnétiques en présence d'un milieu ionisé très conducteur, et d'une cause excitatrice mouvante.

La matière très fortement ionisée rendue lumineuse dans la partie

inférieure de la couronne solaire peut être observée en dehors des éclipses en ajoutant au coronographe soit un spectrographe, soit un spectroscope à fente large, soit un filtre polarisant. Ces émissions montrent des structures en arches et en jets qui se modifient lentement au cours de la journée. selon un comportement que nous allons décrire.

Observations avec le spectrographe. — Le coronographe de 20 cm de l'observatoire du Pic du Midi avait été équipé par B. Lyot d'un spectrographe donnant une dispersion de 7 Å/mm. En augmentant la distance focale et en accroissant la définition par sollicitations locales sur le réseau, j'ai pu obtenir de grands spectres des radiations émises par la couronne, sur plaques très contrastées, avec une dispersion de 3,2 Å/mm, une résolution de 20 000 avec une image solaire ayant pour diamètre 45 mm.

La radiation 6 374 Å émise dans la couronne par le Fe X brille dans une région spectrale très bien dégagée de raies de Fraunhofer et elle offre un critère sensible pour la mise en valeur de faibles vitesses radiales. Pendant toute la durée des poses on enregistrait simultanément la raie 6 383 du Ne pour servir de repère de longueur d'onde. 35 spectres ont été examinés par le procédé de Evershed en superposant un positif avec un négatif de contraste unité, inversé face pour face, et en amenant successivement en superposition la raie coronale et la raie de comparaison par translations mesurables. Ils ont donné les déplacements radiaux de la matière illuminée en une centaine de régions distinctes de la couronne comprises entre 0',5 et 4' du bord solaire. Après déduction des déplacements dus à la rotation solaire, voici pour 100 cas le dénombrement des vitesses observées :

Au voisinage de.............	0	0,5	1,0	1,5	2,0 km/s
Nombre de cas..............	35	19	10	2,5	0,5

Les mouvements de matière le long de la ligne de visée restent la moitié du temps inférieurs à 0,5 km/s. On remarque la relative immobilité des masses coronales, en regard des mouvements rapides dont la matière des protubérances est l'objet dans le milieu même de cette enveloppe gazeuse.

Exceptionnellement, des nodosités brillantes, sections par la fente du spectrographe d'arches lumineuses, se déplacent plus rapidement; l'une d'entre elles montra un mouvement localisé atteignant 3,8 km/s.

Observations avec le filtre polarisant. — Le filtre installé récemment sur le coronographe (1), (2) m'a déjà donné une centaine de clichés montrant tout autour du Soleil la forme des jets émettant la radiation 5 303 Å du Fe XIV et permettant de suivre simultanément les évolutions des quatre zones actives.

Des séries d'images ont été effectuées toutes les 15 mn pendant plusieurs jours.

Des taches lumineuses apparaissent ou disparaissent le plus souvent sur place. Souvent aussi la lumière semble courir le long de trajectoires, avec des vitesses de plusieurs kilomètres par seconde, beaucoup plus rapides que celles manifestées radialement par les spectres. Il s'agit donc bien, comme l'avait déjà supposé B. Lyot ([3]), du déplacement de l'excitation lumineuse, plutôt que du mouvement de la matière elle-même. Les illuminations successives progressent généralement le long des arches déjà existantes; quelquefois elles inaugurent au contraire des figures nouvelles. Dans la durée d'une journée l'aspect d'ensemble est rarement très modifié; il est plutôt modelé dans le détail, autour d'une structure générale permanente.

D'un jour à l'autre j'ai même vu une structure d'abord profondément modifiée se reconstruire le lendemain dans la même forme initiale, presque exactement.

Observations avec le spectroscope. — La radiation jaune 5 694 Å brille généralement dans de petites régions bien localisées dans la couronne au-dessus des grandes taches solaires. En ouvrant la fente du spectroscope et déplaçant l'image, on observe la forme de l'émission. Des taches émissives en 5 694 Å enveloppent quelquefois par places les arches d'hydrogène lumineux de certaines protubérances, accompagnées d'émissions 5 303 Å. Le 5 mai 1950 une protubérance avec vives lueurs coronales s'anima brusquement d'un mouvement d'envol avec très grandes vitesses radiales et déplacements transversaux d'environ 300 km/s; la nodosité coronale associée 5 303 Å s'éteignit aussitôt, sur place; l'émission 5 694 Å s'affaiblit sans aucun mouvement, puis disparut progressivement; les spectres immédiatement obtenus ne montraient ni élargissement, ni déplacement de la raie. Plusieurs heures après les arches de la protubérance se reformaient et les radiations coronales s'illuminaient à nouveau, sur place, comme réexcitées par une même cause passagèrement résorbée.

Interprétation. — Les résultats précédents peuvent être confrontés avec la théorie des forces électromagnétiques qui doivent régir le mouvement de la matière coronale ionisée très conductrice, en présence de champs magnétiques. La matière est organisée le long de surfaces équipotentielles en structures que la conductibilité électrique rend peu mobiles; elle s'illumine par places, et sur place, sous l'effet d'excitations locales, quelquefois passagères, qui souvent se propagent. Dans les arches, dans les jets, la matière elle-même se déplace quelquefois lentement le long de ces surfaces. Elle serait entraînée aussi, quelquefois, avec l'ensemble des formes magnétiques.

Les jets coronaux, là où ils sont illuminés, matérialisent à notre observation la configuration du champ magnétique; ils établissent sa relative immobilité.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1717.

(2) *Rev. Optique*, 35, 1956, p. 624.

(3) *Ann. Aph.*, 7, 1944, p. 31.

ASTROPHYSIQUE. — *Photométrie photoélectrique de la comète Arend-Roland (1956 h) avant son passage au périhélie.* Note (*) de M. **Armand Delsemme**, Mme **Delphine Delsemme-Jehoulet** et M. **François Lenouvel**, transmise par M. Pol Swings.

Six observations photoélectriques en deux couleurs de la comète Arend-Roland (1956 h) ont permis de déterminer la magnitude absolue et le facteur *n* (taux de variation de la brillance avec la distance héliocentrique), pour des distances héliocentriques variant de 2,60 à 0,98 unités astronomiques avant le passage au périhélie.

L'observation photoélectrique de la comète Arend-Roland (1956 h) étant devenue difficile fin février, par suite de son rapprochement du Soleil, nous nous sommes rendus à l'Observatoire du Pic-du-Midi afin de profiter de ses conditions exceptionnelles d'observation.

Du 25 février au 3 mars, cinq observations photoélectriques en deux couleurs ont été réalisées, quoique la comète était à moins de 20° au-dessus de l'horizon au coucher du Soleil, lors des dernières observations. Par ailleurs, l'un des auteurs (F. Lenouvel) avait, le 1er février, observé la comète dans des conditions bien plus favorables, puisqu'elle était encore à près de 60° du Soleil.

Nous avons utilisé le télescope Gentili de 60 cm d'ouverture et de 14,50 m de focale cassegrain, équipé d'un photomultiplicateur de Lallemand (1). Les filtres employés sont : 1° le filtre de Schott OG 4 de 1 mm d'épaisseur, qui donne environ les magnitudes photovisuelles V du système Johnson-Morgan (2) et 2° la combinaison des filtres de Schott BG 12 de 1 mm et GG 13 de 4 mm, donnant à peu près les magnitudes photographiques B du même système.

Pour être certains de mesurer la magnitude globale du noyau et de la chevelure, des diaphragmes de diamètres croissants ont été essayés; les résultats obtenus ont montré que le diamètre photoélectrique de la chevelure était de l'ordre de 2 minutes d'arc. Par la suite, nous avons utilisé un diaphragme délimitant au foyer de l'instrument un champ de 2′36″.

Chaque jour, la comète fut recherchée dès le crépuscule et suivie jusqu'à l'horizon. Pour déterminer les coefficients d'extinction des masses d'air croissantes dans le voisinage de l'horizon, nous en avons fait l'étude de la façon suivante : l'étoile $\varkappa$ Ceti a été observée pour des séc z variant de 1,8 à 25. Notre choix s'est porté sur cette étoile pour différentes raisons : tout d'abord, elle est l'une des étoiles standards de la liste de Johnson-

Morgan dont l'indice de couleur est voisin de celui observé pour la comète ($B - V = + 0,7$), et, d'autre part, sa déclinaison favorable la fait se coucher à peu près au même point de l'horizon que la comète. Les coefficients d'extinction de $\varkappa$ Ceti, dans les deux couleurs utilisées, ont été reportés sur un diagramme en fonction des masses d'air traversées; les masses d'air ont été employées de préférence aux séc z car, au-delà de séc $z = 5$, les masses d'air ne peuvent être assimilées aux séc z; il est remarquable de constater que tous les points obtenus se placent en ligne droite, à moins de 0,02 magnitude près, pour des masses d'air allant jusqu'à 15 fois la masse d'air au zénith. Les coefficients d'extinction zénitale trouvés sont les suivants : V (jaune) : 0,14 magnitude; B (bleu) : 0,20 magnitude.

Nous avons pu contrôler que ces coefficients représentent des chiffres moyens pour le Pic-du-Midi. Si l'on compare ces valeurs à celles publiées à l'issue de l'Astronomical Photoelectric Conference (Flagstaff, Arizona, 1953), on constate que l'Observatoire du Pic-du-Midi jouit de conditions exceptionnelles d'observation photoélectrique.

Le tableau suivant résume les résultats des observations, les magnitudes étant ramenées en dehors de l'atmosphère :

1957.	T. U.	Observateurs.	B.	V.	B-V.
Fév. 1	20 : 00	F. Lenouvel	10,37	9,47	+ 0,90
25	19 : 10	A. et D. Delsemme	8,2	7,5	+ 0,7
27	19 : 10	»	8,0	7,3	+ 0,7
28	19 : 10	»	7,8	7,2	+ 0,6
Mars 1	19 : 15	»	7,5	6,8	+ 0,7
3	19 : 07	»	–	6,8	–

Dans les conditions habituelles, les magnitudes sont déterminées avec une approximation de 0,02, ce qui est le cas pour la mesure du 1er février; par contre, les observations suivantes ayant dû se faire avec des masses d'air élevées (de 7 à 16), les magnitudes n'ont pu être déterminées qu'avec une approximation variant de $\pm$ 0,05 pour les premières à $\pm$ 0,1 pour la dernière. Les valeurs trouvées ont donc été arrondies au dixième de magnitude le plus voisin.

En nous basant sur les valeurs de Δ et r données par Miss L. Oterma et I. Hasegawa [3] et en représentant nos observations par la formule classique :

$$m = H_0 + 2,5 \log \Delta + 2,5 n \log r,$$

où

m, magnitude observée;
Δ, distance géocentrique;
H_0, magnitude pour $r = 1$;
r, distance héliocentrique;
n, taux de variation de la brillance avec la distance héliocentrique;

nous avons trouvé (de 1,5 à 0,9 U. A. du Soleil) :

$H_0 = 6,27$ et $n = 5,9$ pour les magnitudes B (photographiques);
$H_0 = 5,62$ et $n = 5,3$ pour les magnitudes V (photovisuelles).

Le facteur n photographique est supérieur au facteur n photovisuel, ce qui exprime aussi que l'indice de couleur vire vers le bleu au fur et à mesure que la comète se rapproche du Soleil.

Par ailleurs, l'observation du 1er février combinée à la moyenne des observations photographiques antérieures effectuées par Arend, Purgathofer, Waterfield et Dick (4) a donné (de 2,6 à 1,5 U. A. du Soleil) :

$H_0 = 8,0$ et $n = 2,1$ pour les magnitudes B (photographiques).

Cette dernière valeur de n, voisine de la valeur théorique $n = 2$ pour un corps sphérique réfléchissant simplement la lumière solaire, indique que la comète n'a pratiquement rien émis jusqu'à 1,6 U. A. du Soleil. On doit donc supposer, entre autres, que les bandes de C_2 et CN — émissions moléculaires apparaissant habituellement avec le plus d'intensité — n'ont commencé à être importantes qu'à partir d'une distance voisine de 1,6 U. A. De plus, l'indice de couleur n'a nettement viré vers le bleu qu'entre 1,6 et 1,0 U. A., ce qui semble bien appuyer l'hypothèse précédente. Des spectres de la comète pourront sans doute confirmer ce fait.

Par ailleurs, à 1 U. A. l'émission de la comète était environ cinq fois supérieure à la lumière solaire réfléchie, comme l'indique la comparaison des deux magnitudes absolues photographiques; le continuum interviendra donc vraisemblablement pour 20 % de la lumière totale dans les spectres pris à environ 1 U. A. du Soleil.

Il sera du plus haut intérêt de comparer nos résultats avec les données spectrales ainsi que de confronter les comportements de la comète avant, pendant et après son passage au périhélie.

Il importe encore de souligner que, d'après nos éphémérides, la comète atteindra la magnitude — 1,3 le 11 avril avec un indice de couleur 0,0 et dépassera la magnitude + 2 entre le 27 mars et le 27 avril. Des observations photoélectriques en plein jour seront donc possibles entre ces dates.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) Cette installation est la même que celle décrite par F. Lenouvel dans : *Astronomical Photoelectric Photometry*, A. A. A. S., Washington, 1953, p. 89-92.

(2) H. L. Johnson et W. W. Morgan, *Ap. J.*, 117, 1953, p. 313.

(3) Circulaires n° 1577 du 15 décembre 1956 et n° 1580 du 10 janvier 1957 du Bureau Central des Télégrammes astronomiques de l'U. A. I., Copenhague.

(4) Circulaires n° 1570, 24 novembre 1956; n° 1580, 10 janvier 1957; n° 1581, 15 janvier 1957 du Bureau Central des Télégrammes astronomiques de l'U. A. I., Copenhague.

(*Observatoire de l'Irsac à Lwiro, Congo Belge; Institut d'Astrophysique de l'Université de Liège; Observatoire du Pic-du-Midi.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Les états de spin des champs tensoriels et comparaison à ceux des champs de spin maximum entier de la théorie de fusion.* Note (*) de M. **Tzou Kuo-Hsien**, présentée par M. Louis de Broglie.

La composition des champs tensoriels à l'égard des états de spin est analysée par une considération générale basée sur le théorème de Clebsch-Gordan. On démontre qu'un champ tensoriel de rang n a une même composition de spin que le champ de spin maximum n entier de la théorie de fusion.

Dans la théorie de fusion de M. L. de Broglie (1), les champs de spin maximum entier peuvent tous être représentés par des variables tensorielles. Ainsi par exemple le champ de spin maximum 1 est composé d'un champ vectoriel de divergence nulle de spin 1 et d'un champ pseudoscalaire de spin 0 avec en outre une composante scalaire nulle. Le champ vectoriel, qui obéit à des équations de champ du type dalembertien sans être soumis à aucune condition supplémentaire, est composé lui aussi d'un spin 1 et d'un spin 0 (2). D'autre part, en général, dans le cas du champ de spin maximum n entier, le nombre des constantes arbitraires dans une onde plane (1), c'est-à-dire le nombre des composantes non nulles et indépendantes est $2^{2n}=4^n$, qui est égal au nombre des composantes d'un tenseur de rang n. Nous allons démontrer par une considération générale qu'un champ tensoriel de rang n a, en fait, une même composition, à l'égard des états de spin, que le champ de spin maximum n entier de la théorie de fusion.

Pour prévoir la composition de spin des champs obtenus par fusion, M. L. de Broglie a adopté une méthode de produit symbolique basée sur le théorème de Clebsch-Gordan de la théorie des groupes (1). Soient deux groupes irréductibles avec représentations irréductibles D_i et D_j respectivement. Le produit des deux groupes est aussi un groupe qui se décompose en des sous-groupes irréductibles selon le théorème suivant :

$$D_i \times D_j = D_{i+j} + D_{i+j-1} + D_{i+j-2} + \ldots + D_{|i-j|}. \tag{1}$$

Ce théorème peut être appliqué également aux champs tensoriels pour examiner leur composition de spin. Ceci sera basé sur le fait qu'à l'égard des états de spin, un tenseur de rang n peut être considéré comme le produit de n vecteurs. Nous représentons symboliquement un champ vectoriel, A_λ, par $\mathcal{D}_1$, qui n'est pas irréductible au point de vue du spin, mais qui se décompose en deux représentations irréductibles selon

$$\mathcal{D}_1 = D_1 + D_0, \tag{2}$$

où D_1 représente le champ composant de spin unique 1 et D_0 celui de spin 0 (2). Pour un champ tensoriel de rang 2, considéré comme $A_\lambda^{(1)} \times A_\rho^{(2)}$, la représen-

tation est alors

$$\mathcal{D}_2 = \mathcal{D}_1 \times \mathcal{D}_1 = (D_1 + D_0) \times (D_1 + D_0)$$

$$(3) \qquad = D_1 \times D_1 + D_1 \times D_0 + D_0 \times D_1 + D_0 \times D_0$$

$$(4) \qquad = D_2 + 3D_1 + 2D_0.$$

Le champ tensoriel de rang 2 se compose ainsi d'un spin 2, de trois spins 1 et de deux spins 0. Il a donc la même composition de spin que le champ de spin maximum 2 de la théorie de fusion. De même, un champ tensoriel de rang 3, considéré comme $A_\lambda^{(1)} \times A_\rho^{(2)} \times A_\sigma^{(3)}$, a pour représentation

$$(5) \qquad \mathcal{D}_3 = \mathcal{D}_1 \times \mathcal{D}_1 \times \mathcal{D}_1 = (D_1 + D_0) \times (D_1 + D_0) \times (D_1 + D_0) = D_3 + 5D_2 + 9D_1 + 5D_0.$$

Tout comme le champ de spin maximum 3, le champ tensoriel de rang 3 est composé lui aussi d'un spin 3, de cinq spins 2, de neuf spins 1 et de cinq spins 0. Cette analyse des états de spin peut s'appliquer aux champs tensoriels de rang quelconque.

Dans la théorie de fusion, il s'agit en fait des produits du type

$$D_{\frac{1}{2}} \times D_{\frac{1}{2}} \times \ldots \times D_{\frac{1}{2}}.$$

Mais, selon le théorème de Clebsch-Gordan,

$$(6) \qquad D_{\frac{1}{2}} \times D_{\frac{1}{2}} = D_1 + D_0 = \mathcal{D}_1.$$

On peut donc conclure qu'en général, la composition de spin du champ tensoriel de rang n est la même que celle du champ de spin maximum n entier de la théorie de fusion.

Pour voir comment, en réalité, les états de spin d'un champ tensoriel se décomposent étape par étape en conformité avec le théorème de Clebsch-Gordan, nous étudions comme exemple le cas du champ tensoriel de rang 2, $A_{\lambda\rho}$. Pour un champ vectoriel, la décomposition des états de spin s'effectue selon le schéma ([2])

$$A_\lambda = B_\lambda + \varkappa^{-1} \partial_\lambda C, \qquad \partial_\lambda B_\lambda = 0.$$

Alors le champ $A_{\lambda\rho}$ doit se décomposer d'abord selon

$$(8) \qquad A_{\lambda\rho} = A_\lambda^{(1)} \times A_\rho^{(2)} = (B_\lambda^{(1)} + \varkappa^{-1} \partial_\lambda C^{(1)}) \times (B_\rho^{(2)} + \varkappa^{-1} \partial_\rho C^{(2)}) = B_{\lambda\rho} + \varkappa^{-1} (\partial_\lambda B_\rho + \partial_\rho B'_\lambda) + \varkappa^{-2} \partial_\lambda \partial_\rho C,$$

où $B_{\lambda\rho} = B_\lambda^{(1)} \times B_\rho^{(2)}$, $B_\lambda = C^{(1)} \times B_\lambda^{(2)}$, $B'_\lambda = B_\lambda^{(1)} \times C^{(2)}$ et $C = C^{(1)} \times C^{(2)}$; et nous avons pris une convention symbolique de mettre toutes les variables sous tous les signes de dérivée, s'il y a lieu. Le schéma (8) représente justement la décomposition (3), où $D_1 \times D_1$, $D_0 \times D_1$, $D_1 \times D_0$ et $D_0 \times D_0$ sont exactement les représentations de $B_{\lambda\rho}$, B_λ, B'_λ et C respectivement.

En général, pour effectuer la décomposition complète des états de spin d'un

champ tensoriel, trois procédés sont nécessaires ([2]) : (i) décomposition à l'aide de la divergence nulle, (ii) celle à l'aide de la symétrie du tenseur, et (iii) celle à l'aide de la trace nulle. Dans le cas du rang 2, le schéma (8) ne représente que le procédé (i). Il faut encore décomposer $B_{\lambda\rho}$ avec les deux autres procédés. Avec le procédé (ii), on a

$$B_{\lambda\rho} = B_{(\lambda\rho)} + B_{[\lambda\rho]}, \tag{9}$$

où $B_{(\lambda\rho)}$ est la partie symétrique et $B_{[\lambda\rho]}$ la partie antisymétrique de $B_{\lambda\rho}$. Ensuite, le procédé (iii), appliqué à $B_{(\lambda\rho)}$, nous donne ([2])

$$B_{(\lambda\rho)} = \overline{B}_{(\lambda\rho)} + d_{\lambda\rho}\overline{C}, \qquad \overline{B}_{(\lambda\lambda)} = 0, \tag{10}$$

où $d_{\lambda\rho} = \delta_{\lambda\rho} - \chi^{-2}\partial_\lambda\partial_\rho$. La combinaison des deux procédés s'écrit

$$B_{\lambda\rho} = \overline{B}_{(\lambda\rho)} + B_{[\lambda\rho]} + d_{\lambda\rho}\overline{C}, \tag{11}$$

ce qui correspond exactement au théorème de Clebsch-Gordan exprimé ici par

$$D_1 \times D_1 = D_2 + D_1 + D_0, \tag{12}$$

car D_2 est la représentation irréductible de $\overline{B}_{(\lambda\rho)}$ et D_1 et D_0 celles de $B_{[\lambda\rho]}$ et $\overline{C}$ respectivement. Le schéma complet de décomposition des spins s'obtient par la combinaison de (8) et (11). Il représente exactement la décomposition complète (4), tout comme la combinaison de (3) et (12) donne finalement (4).

Nous remarquons à cette occasion que, dans la théorie de fusion, les champs de spin maximum entier se décomposent eux aussi avec les trois procédés énumérés plus haut. De plus, pour ces champs, les procédés (ii) et (iii) sont identiques à ceux pour les champs tensoriels ([1]), ([2]). Mais le procédé (i) est différent pour les deux cas. En fait, malgré leur composition identique à l'égard des états de spin, les deux groupes de champs ne sont pas équivalents. Nous préciserons cette question à une autre occasion.

(*) Séance du 25 février 1957.

([1]) L. DE BROGLIE, *Théorie générale des particules à spin*, 2e édit., 1954, Gauthier-Villars, Paris,

([2]) K. H. TZOU, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 559; *Thèse*, Paris, 1956.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur les phénomènes d'affaiblissement et la largeur naturelle des raies spectrales en électrodynamique quantique.* Note (*) de MM. **Paul Roussopoulos** et **Georges Vardalakis**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une Note récente ([1]), il a été montré que la solution de l'équation de Schrödinger en représentation d'interaction est donnée par

$$\Phi(t) = -\frac{1}{2\pi i}\oint_{\Gamma} \frac{d\zeta}{\zeta} e^{-i(\zeta + E_0 - H_0)t}\alpha_0(\zeta),$$

le vecteur d'état $\alpha_0(\zeta)$, fonction du paramètre complexe $\zeta = \xi + i\eta$, vérifiant l'équation

$$\alpha_0(\zeta) = g_0^0 + (\zeta + E_0 - H_0)^{-1} H \alpha_0(\zeta) \tag{1}$$

[pour les notations, *voir* (1)].

Nous nous proposons d'indiquer ici comment il est possible d'aborder, à partir des équations ci-dessus, les problèmes de la vie finie des états excités de la matière et de la largeur naturelle des raies spectrales. Supposons donc pour simplifier que le champ matériel n'est pas quantifié. Alors, les seuls éléments de matrice $H_{Z|Z'}$ non nuls de l'hamiltonien d'interaction (en représentation d'interaction) :

$$H = -\frac{1}{c}\int j_\mu(\bar{x})\, A_\mu(\bar{x})\, d\bar{x}$$

sont ceux pour lesquels des états Z et Z′ ne diffèrent que d'un seul photon. Considérons la transition $o \rightarrow o$ (o, matière dans l'état excité ε_n + vide électromagnétique). L'amplitude de probabilité d'une telle transition à l'instant t est donnée par la formule (7A) :

$$e^{iE_{0A}t}\langle \Phi(t) \mid A \rangle = -\frac{1}{2\pi i}\int_\Gamma \frac{d\zeta}{\zeta} e^{-i\zeta} \langle \alpha_0(\varepsilon\zeta) \mid A \rangle,$$

avec $A = o$. De (1), nous tirons $\langle \alpha_0(\zeta) | o \rangle = 1 + \zeta^{-1} \langle H\alpha_0(\zeta) | o \rangle$.

$$\langle \Phi(t) \mid o \rangle = 1 - \frac{1}{2\pi i \varepsilon}\int_\Gamma \frac{d\zeta}{\zeta^2} e^{-i\zeta} \langle H\alpha_0(\varepsilon\zeta) \mid o \rangle, \tag{3}$$

avec $\varepsilon = 1/t$, $\langle H\alpha_0(\zeta) | o \rangle = \gamma(\zeta)$. Nous pouvons d'ailleurs, par itération de l'équation (1), écrire $\gamma(\zeta)$ sous la forme

$$\gamma(\zeta) = H_{0|0} + \sum_Z H_{0|Z} \frac{1}{\zeta + E_{0Z}} H_{Z|0} + \ldots = \gamma_1(\zeta) + \gamma_2(\zeta) + \ldots \tag{4}$$

(développement de Born). Le terme $\gamma_n(\zeta)$ provient de la transition $o \rightarrow o$, après passage par $n - 1$ états intermédiaires (avec ou sans conservation d'énergie) : $o \rightarrow Z_1 \rightarrow \ldots \rightarrow Z_{n-1} \rightarrow o$. Tenant compte des propriétés des éléments de matrice de l'hamiltonien d'interaction indiquées ci-dessus, il est facile de voir que les seuls γ_n non nuls sont ceux dont l'indice est pair, c'est-à-dire en définitive : $\gamma = \gamma_2 + \gamma_4 + \ldots$. Le terme γ_{2n} provient de la transition $o \rightarrow Z_1 \rightarrow \ldots \rightarrow Z_{2s} \rightarrow \ldots \rightarrow Z_{2n-1} \rightarrow o$, les états intermédiaires $Z_1, Z_2, \ldots$ étant quelconques. Soit $\gamma'_{2n}(\zeta)$ la valeur de $\gamma_{2n}(\zeta)$ lorsqu'on exclut de ces états l'état o. Il vient alors

$$\gamma_{2n}(\zeta) = \gamma'_{2n}(\zeta) + \sum_{\rho=1}^{n-1} \frac{U_{2n}^{(\rho)}(\zeta)}{(\zeta^\rho)}, \tag{5}$$

avec

$$U_{2n}^{(\rho)} = \sum_{s_1 < s_1 \ldots < s_\rho} \cdots \sum \gamma'_{2s_1} \gamma'_{2(s_2 - s_1)} \cdots \gamma'_{2(n - s_\rho)} \qquad (1 \leq s_j \leq n - 1).$$

Les $U_{2n}^{(\rho)}$ ($\rho = 1, 2, \ldots, n-1$) sont tous d'ordre

$$2s_1 + 2(s_2 - s_1) + \ldots + 2(n - s_\rho) = 2n$$

par rapport à H. Nous noterons en passant que dans le formalisme de Lippmann-Schwinger il faudrait prendre $\zeta = 0$, et alors les $\gamma_{2n}(\zeta)$ correspondants seraient infinis. Cette difficulté n'apparaît pas ici. On peut écrire (4) autrement :

$$\gamma(\zeta) = \gamma'_2(\zeta) + \frac{1}{\zeta}[U_4^{(1)} + U_6^{(1)} + \ldots] + \ldots + \frac{1}{\zeta^{n-1}}[U_{2n}^{(n-1)} + U_{2n+2}^{(n-1)} + \ldots] + \ldots.$$

En négligeant dans les crochets de cette expression les termes d'ordre supérieur, et en tenant compte du fait que $U_{2n}^{(n-1)} = (\gamma'_2(\zeta))^n$, nous pouvons écrire

$$\gamma(\zeta) = \frac{\zeta\gamma'_2(\zeta)}{\zeta - \gamma'_2(\zeta)}.$$

Si l'on porte cette dernière expression dans (3), il vient, après quelques simplifications, et en prenant $\gamma'_2(\varepsilon\zeta) \approx \gamma'_2(+0)$ (ε très petit) :

$$\langle \Phi(t) | 0 \rangle = e^{-iat}.e^{-bt}, \qquad \gamma'_2(+0) = a - ib.$$

a et $1/b$ représentent respectivement le déplacement du niveau d'énergie de l'état ε_n et la vie moyenne de cet état. Par une même analyse, on peut discuter le problème d'émission $0 \to A$ (A, matière dans l'état fondamental ou excité $\varepsilon_m < \varepsilon_n +$ un photon d'impulsion $\vec{k}$). On trouve alors pour $t \to \infty$:

$$\langle \Phi(t) | A \rangle = \frac{H_{A|0}}{E_A - E_0 + \gamma'_2(+0)}$$

résultat en accord avec la forme naturelle des raies spectrales. Dans cette Note, nous n'abordons pas le problème de renormalisation, nécessaire lorsqu'on veut pousser les approximations plus loin.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1732.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur des fonctions d'ondes d'un type nouveau, solutions d'équations non linéaires généralisant l'équation des ondes de la Mécanique ondulatoire.* Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Représentation au moyen des fonctions elliptiques de Jacobi des solutions du type ondes planes d'équations d'ondes non linéaires généralisant l'équation d'ondes de Klein-Gordon.

La Mécanique ondulatoire représente le corpuscule sans spin par certaines classes de solutions de l'équation d'ondes

$$\square\psi + \mu_0^2\psi(x, y, z, t) = 0, \qquad \mu_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}, \tag{1}$$

et particulièrement par des superpositions d'ondes planes de la forme

$$(2)\qquad \psi_c = A\cos\frac{1}{\hbar}\left[Wt - (\vec{p}.\vec{x})\right], \qquad \psi_s = A'\sin\frac{1}{\hbar}\left[Wt - (\vec{p}.\vec{x})\right].$$

Dans le système propre du corpuscule, $Wt - (\vec{p}.\vec{x})$ se réduit à $m_0 c^2 t = \hbar\tau$ et les fonctions (2) se réduisent à $A\cos\tau$ et à $A'\sin\tau$ solutions paire et impaire de $[\partial^2\psi(\tau)/\partial\tau^2] + \psi(\tau) = 0$. Cette forme de solution met en évidence un caractère fondamental de la représentation des corpuscules en Mécanique ondulatoire sur lequel M. Louis de Broglie a souvent insisté : dans le système propre du corpuscule, la fonction d'ondes associe à celui-ci une « horloge », c'est-à-dire une fonction périodique du temps propre de période 2π et de fréquence $\nu_0 = m_0 c^2/h$ d'où la fonction d'ondes

$$A\cos 2\pi\nu_0 t = A\cos 2\pi\frac{m_0 c^2}{h}t.$$

Si nous voulons conserver cette conception qui s'est montrée extrêmement féconde tout en essayant d'enrichir la notion de corpuscule en introduisant non plus la seule constante intrinsèque $\nu_0 = m_0 c^2/h$ mais deux ou plusieurs constantes, la généralisation la plus immédiate consiste à prendre comme fonction d'ondes représentant le corpuscule dans son système propre, au lieu des fonctions circulaires $\cos\tau$ ou $\sin\tau$, certaines des fonctions elliptiques de Jacobi possédant une période réelle et une période imaginaire pure dépendant d'un paramètre k et tendant lorsque k tend vers zéro vers les fonctions $\sin\tau$ et $\cos\tau$.

La théorie des fonctions elliptiques de Jacobi définit notamment les fonctions $\mathrm{sn}(u, k)$, $\mathrm{cn}(u, k)$, $\mathrm{dn}(u, k)$, $\mathrm{cd}(u, k) = \mathrm{cn}\,u/\mathrm{dn}\,u$, $\mathrm{sd}(u, k) = \mathrm{sn}\,u/\mathrm{dn}\,u$, $\mathrm{nd}(u, k) = 1/\mathrm{dn}\,u$. On a

$$\mathrm{sn}(u, 0) = \mathrm{sd}(u, 0) = \sin u, \qquad \mathrm{cn}(u, 0) = \mathrm{cd}(u, 0) = \cos u, \qquad \mathrm{dn}(u, 0) = \mathrm{nd}(u, 0) = 1.$$

Ces fonctions possèdent la période réelle $4K(k)$ et la période imaginaire $4iK'(k)$ (pour $k = 0$, $K = \pi/2$, $K' = \infty$; pour $k = 1$, $K = \infty$, $K' = \pi/2$).

Nous sommes donc conduit à poser

$$u = \tau = 4K\nu_0 t = 4K(k)\frac{m_0 c^2}{h}t$$

($4K$ est ici l'analogue du facteur 2π du cas trigonométrique, $\hbar' = h/4K$ remplacera $\hbar = h/2\pi$, μ_0 sera maintenant défini par $m_0 c/\hbar'$ au lieu de $m_0 c/\hbar$) et nous chercherons à définir des fonctions d'ondes dans le système propre par des fonctions du type $\mathrm{sn}(\tau, k)$, $\mathrm{cd}(\tau, k)$, $\mathrm{cn}(\tau, k)$, $k'\mathrm{sd}(\tau, k)$, $\mathrm{dn}(\tau, k)$, $\mathrm{nd}(\tau, k)$, $(k'^2 = 1 - k^2)$.

On voit facilement que ces fonctions satisfont aux équations différentielles du second ordre :

1° Pour $y = \mathrm{sn}\,u$ et $\mathrm{cd}\,u$,

$$y'' + (1 + k^2)y - 2k^2 y^3 = 0.$$

2° Pour $y = \mathrm{cn}\, u$ et $k'\mathrm{sd}\, u$,

$$y'' + (1 - 2k^2)y + 2k^2y^3 = 0.$$

3° Pour $y = \mathrm{dn}\, u$ et $k'\mathrm{nd}\, u$,

$$y'' - (2 - k^2)y + 2y^3 = 0.$$

Posant $\hbar' = h/4\,\mathrm{K}$, $\mu_0 = m_0 c/\hbar'$, W, p et m_0 étant liés par $(\mathrm{W}/c)^2 - p^2 = m_0^2 c^2$, on en déduit que :

1° Les fonctions $\psi_s = \mathrm{sn}\left[(1/\hbar')[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x})], k\right]$, $\psi_c = \mathrm{cd}\left[(1/\hbar')[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x})], k\right]$ sont solutions « ondes planes » de l'équation

$$\Box\, \psi(x, y, z, t) + \mu_0^2(1 + k^2)\psi - 2k^2\mu_0^2\psi^3 = 0.$$

2° Les fonctions

$$\psi_s = k'\,\mathrm{sd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}.\vec{x})], k\right], \qquad \psi_c = \mathrm{cn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}.\vec{x})], k\right]$$

sont solutions « ondes planes » de

$$\Box\,\psi + \mu_0^2(1 - 2k^2)\psi + 2k^2\mu_0^2\psi^3 = 0.$$

3° Les fonctions

$$\psi_{\mathrm{dn}} = \mathrm{dn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x})], k\right], \qquad \psi_{\mathrm{nd}} = \mathrm{nd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x})], k\right]$$

sont solutions « ondes planes » de l'équation

$$\Box\,\psi - \mu_0^2(2 - k^2)\psi + 2\mu_0^2\psi^3 = 0.$$

Réciproquement les fonctions elliptiques de Jacobi vont nous permettre de représenter les solutions ondes planes d'amplitude bornée des équations d'ondes non linéaires de la forme

$$(\alpha) \qquad \Box\,\psi + \mu_1^2\psi - \mu_2^2\psi^3 = 0,$$

$$(\beta) \qquad \Box\,\psi + \mu_1^2\psi + \mu_2^2\psi^3 = 0,$$

$$(\gamma) \qquad \Box\,\psi - \mu_1^2\psi + \mu_2^2\psi^3 = 0.$$

L'équation (α) admettra pour solutions ondes planes, λ désignant une constante de normalisation, les fonctions

$$\psi_s = \lambda\,\mathrm{sn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x}), k]\right], \qquad \psi_c = \lambda\,\mathrm{cd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\vec{x})], k\right],$$

μ_0^2 et k^2 étant déterminés par les relations

$$\mu_0^2(1 + k^2) = \mu_1^2, \qquad 2k^2\mu_0^2 = \mu_2^2\lambda^2$$

d'où

$$k^2 = \frac{\mu_2^2\lambda^2}{2\mu_1^2 - \mu_2^2\lambda^2}, \qquad \mu_0^2 = \mu_1^2 - \frac{\mu_2^2\lambda^2}{2}$$

sous la condition $\mu_1^2 \geqq \mu_2^2\lambda^2$.

La masse dynamique μ_0 est ici toujours inférieure à μ_1. Ces solutions deviennent apériodiques pour $k = 1$ d'où $\mu_1^2 = \mu_2^2\lambda^2$, $\mu_0^2 = \mu_1^2/2$.

L'équation (β) admet pour solutions « ondes planes » les fonctions

$$\psi_c = \lambda \,\mathrm{cn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\,\vec{x})],\, k\right], \qquad \psi_s = \lambda k' \mathrm{sd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\,\vec{x})],\, k\right],$$

μ_0^2 et k^2 étant déterminés par

$$k^2 = \frac{\lambda^2\mu_2^2}{2(\mu_1^2 + \lambda^2\mu_2^2)}, \qquad \mu_0^2 = \mu_1^2 + \lambda^2\mu_2^2,$$

sans restrictions sur les valeurs des paramètres.

La masse dynamique μ_0 est ici toujours supérieure à μ_1. Ces fonctions ne peuvent devenir apériodiques, k^2 étant ici toujours inférieur à $1/2$.

L'équation (γ) admet deux types de solutions périodiques « ondes planes » :

A. Pour $(\mu_2^2\lambda^2/2) \leqq \mu_1^2 \leqq \mu_2^2\lambda^2$ avec

$$\mu_0^2 = \frac{\mu_2^2\lambda^2}{2}, \qquad k^2 = \frac{2(\mu_2^2\lambda^2 - \mu_1^2)}{\lambda^2\mu_2^2}$$

les fonctions

$$\psi_{\mathrm{dn}} = \lambda \,\mathrm{dn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\,\vec{x})],\, k\right], \qquad \psi_{\mathrm{nd}} = \lambda k' \mathrm{nd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\,\vec{x})],\, k\right].$$

La masse dynamique μ_0 est ici proportionnelle à μ_2.

B. Pour $\mu_1^2 < \lambda^2\mu_2^2/2$ avec

$$\mu_0^2 = \lambda^2\mu_2^2 - \mu_1^2, \qquad k^2 = \frac{\lambda^2\mu_2^2}{2(\lambda^2\mu_2^2 - \mu_1^2)},$$

$$\psi_c = \lambda \,\mathrm{cn}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}.\vec{x})],\, k\right], \qquad \psi_s = \lambda k' \,\mathrm{sd}\left[\frac{1}{\hbar'}[\mathrm{W}t - (\vec{p}\,\vec{x})],\, k\right].$$

Ces fonctions deviennent apériodiques pour $\mu_0^2 = \mu_1^2$, $\mu_1^2 = \lambda^2\mu_2^2/2$.

(*Laboratoire de Théories Physiques, Institut Henri Poincaré, Paris.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Diffusion inélastique des nucléons rapides par les noyaux légers. I. Approximation de Born.* Note de Mme **Pierrette Benoist**, MM. **Claude Marty** et **Philippe Meyer**, présentée par M. Louis de Broglie.

La distribution angulaire des nucléons de quelques centaines de MeV diffusés inélastiquement avec excitation d'un des premiers niveaux du noyau cible est calculée en supposant un mécanisme d'interaction directe pour la réaction. Application à l'excitation du niveau à 4,43 MeV du C^{12}.

Les distributions angulaires des protons d'une centaine de MeV, diffusés inélastiquement avec excitation des premiers niveaux du noyau cible ont été étudiées expérimentalement dans le cas du C^{12} [1], [2]. Le libre parcours

moyen du proton incident étant, dans ces conditions, plus grand que les dimensions du noyau, on peut supposer que le transfert d'énergie s'effectue lors d'une seule collision avec un nucléon de la cible ([3]). Les calculs qui suivent traitent en approximation de Born la collision du proton avec les nucléons liés. La section efficace différentielle $\sigma(\theta)$ de diffusion d'un proton de moment $\vec{k}$ en un proton de moment $\vec{k}'$, dans le système du centre de masse, avec excitation du noyau de l'état I à l'état F est alors :

$$\sigma(\theta)=\frac{k'}{k}\,\frac{\mu^2}{4\pi^2\hbar^4}\,\frac{1}{2(2J_I+1)}\sum_{\substack{M_I, M_F\\ \sigma_0, \sigma'_0}}|\mathcal{M}|^2. \tag{1}$$

$\mathcal{M}$ est l'élément de matrice de l'opérateur d'interaction du proton incident avec les nucléons de la cible pris entre les états propres initial et final, convenablement antisymétrisés du proton diffusé et du noyau sans interaction. J_I, M_I, M_F sont les nombres quantiques usuels du moment angulaire total du noyau dans son état initial et final, σ_0 et σ'_0 la projection du spin du proton diffusé, μ la masse réduite du système nucléon incident-noyau cible. Si l'on néglige les effets d'échange entre le proton incident et les nucléons de la cible.

$$\mathcal{M}=\left\langle I\sigma_0\left|\sum_{i=1}^{A}e^{i\vec{K}\vec{r}_i}V_i^{\text{eff}}(K, \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_0)\right|F\sigma'_0\right\rangle, \tag{2}$$

$$V_i^{\text{eff}}(K, \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_0)=\int e^{i\vec{K}\vec{\rho}}V_i(\rho, \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_0)\,d\vec{\sigma}=\mathcal{V}_s(K)\left[1-\frac{\vec{S}^2}{2}\right]$$
$$+\mathcal{V}_t(K)\frac{\vec{S}^2}{2}+\mathcal{V}_r(K)\left[S^2-\vec{3}S_z^2\right],$$

$V_i(\vec{r}_0-\vec{r}_i, \vec{\sigma}_i, \vec{\sigma}_0)$ est l'interaction entre le proton incident et le $i^{\text{ème}}$ nucléon lié comprenant deux termes centraux singulet et triplet et un terme tenseur, $\vec{K}=\vec{k}-\vec{k}'$, $\vec{S}=(1/2)(\vec{\sigma}_i+\vec{\sigma}_0)$ et S_z est la projection de $\vec{S}$ sur $\vec{K}$. Les coordonnées $\vec{r}_i$ des A nucléons du noyau cible sont relatives au centre de masse de ce noyau et doivent vérifier la relation $\sum_{i=1}^{A}\vec{r}_i=0$. Nous avons négligé dans les calculs cette condition supplémentaire. On développe dans (2) l'onde plane $e^{i\vec{K}\vec{r}_i}$ en ondes partielles d'ordre λ. Les valeurs possibles de λ sont limitées par les règles de sélection :

$$|J_F-J_I|-1\leq\lambda\leq J_I+J_F+1 \qquad (0\leq\lambda\leq 2J_I \text{ si } J_i=J_F),$$
$$\pi_I\pi_F=(-)^\lambda,$$

π_i, π_f étant les parités des états initial et final respectivement. Si l'on admet

la validité du modèle à particules indépendantes pour décrire I et F, $\mathcal{M}$ est nul si I et F diffèrent par plus d'un état individuel.

$\sigma(\theta)$ a été calculée pour la transition $0^+ \to 2^+$ au premier état excité à 4,43 MeV du C^{12} dans les deux cas de couplages *jj* et LS pour les états I et F. Dans ce cas, seul le terme $\lambda = 2$ du développement de l'onde plane est permis par les règles de sélection. On obtient

$$\sigma(\theta) = \frac{k'}{k}\,\frac{\mu^2}{4\pi^2\hbar^4}\,C(K)\,F(K), \tag{3}$$

en couplage *jj* :

$$C(K) = \frac{1}{2}(\mathcal{V}_s + 3\mathcal{V}_t)^2 + \frac{1}{18}(\mathcal{V}_t - \mathcal{V}_s + 2\mathcal{V}_T)^2,$$

en couplage LS :

$$C(K) = \frac{11}{8}[\mathcal{V}_s + 3\mathcal{V}_t]^2,$$

$$F(K) = \left|\int R_p^2(r)\,j_2(Kr)\,r^2\,dr\right|^2 = \frac{K^4}{36 b^4}\,e^{-\frac{K^2}{2b^2}},$$

si l'on suppose que la partie radiale $R_p(r)$ de la fonction d'onde du nucléon lié qui subit la collision est fonction propre de l'oscillateur harmonique de paramètre $b^{-1} = 1,65 . 10^{-13}$ cm. Les caractéristiques principales de la distribution angulaire sont données par F(K) : F(K) est pratiquement nul pour $\theta = 0°$ lorsque $k \approx k'$, F(K) passe par un maximum pour $K^2 = 4b^2$ et décroît ensuite continuellement.

Le facteur C(K) a pour effet de déplacer vers les petits angles la position du maximum et d'accentuer la décroissance de la courbe au delà du maximum. La valeur absolue de la section efficace au maximum ne dépend de l'énergie que par le facteur $k'/k \approx 1$.

Les effets liés aux forces d'échange (force de Serber avec potentiel central) et au principe d'exclusion ont été étudiés. Leur importance diminue quand l'énergie incidente augmente. A 96 MeV ils ne modifient pas de façon appréciable la distribution angulaire pour des angles $\theta \lesssim 50°$ mais fournissent la contribution principale au delà de 90°.

C(K) a été calculé pour diverses dépendances radiales de V_i. L'accord avec l'expérience en ce qui concerne l'allure de $\sigma(\theta)$ est assez bon à 96 MeV; il est meilleur à 185 MeV où les données expérimentales mettent clairement en évidence un maximum vers 20°, Enfin en valeur absolue les valeurs théoriques de $\sigma(\theta)$ encadrent la courbe expérimentale.

(1) K. Strauch et F. Titus, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 200.
(2) H. Tyren et Th. A. J. Maris, *Nuclear Physics*, 3, 1957, p. 52.
(3) R. Serber, *Phys. Rev.*, 72, 1947, p. 1114.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Généralisation de la méthode de Williams et Weizsäcker*. Note de MM. **Paul Kessler** et **Dan Kessler**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une Note précédente (1), nous avons établi une formule analogue à la formule de Williams et Weizsäcker, mais basée sur la théorie quantique des champs et qui présente en outre l'avantage de tenir compte : 1° du spin du fermion incident et 2° de l'angle de déviation de ce dernier. Cette formule était basée sur l'approximation, généralement justifiée, d'un transfert d'énergie q petit par rapport à l'énergie E du primaire. Nous allons donner ici une généralisation de la formule pour les cas où les conditions expérimentales exigent que q soit de l'ordre de E [en particulier dans les expériences de Panofsky et al. (2) sur la production de mésons π par des électrons de 600 MeV, ou encore dans les expériences de production de gerbes pénétrantes énergiques par les mésons μ du rayonnement cosmique (3)].

Le calcul précédent (1) doit être légèrement modifié en ce sens que $x = (E_1 - E_2)/E_2$ n'est plus une quantité petite de sorte qu'on aura avec la même notation que précédemment

$$\frac{d^3 p_2}{(\mathbf{p}_1 - \mathbf{p}_2)^4} = 2\pi \frac{-dx}{E_1 x^2 (1+x)^2} \frac{\varphi\, d\varphi}{(\varphi^2 + \mu^2)^2}.$$

Les composantes du vecteur courant seront, au premier ordre en μ et au second ordre en φ :

Cas sans retournement de spin :

$$j_x = 1 - \frac{(x^2 + 2x + 2)\varphi^2}{4}; \qquad j_y = -\frac{ix\mu}{2} - \frac{ix^2\varphi^2}{4}; \qquad j_z = \varphi\left(1 + \frac{x}{2}\right); \qquad j_0 = 1 - \frac{x^2\varphi^2}{4}.$$

Cas avec retournement du spin :

$$j_x = \frac{x\varphi}{2}; \qquad j_y = -\frac{ix\varphi}{2}; \qquad j_z = \frac{x\mu}{2} + \frac{(x^2 + 2x)\varphi^2}{4}; \qquad j_0 = \frac{x\varphi}{2}.$$

En négligeant pour l'instant les termes du second ordre en φ et en appliquant la transformation de jauge $\mathbf{j} \to \mathbf{j} - j_0\, \mathbf{q}/q_0$, on obtient

$$\mathbf{j}(s_1 = s_2) = \left(0,\ -\frac{ix\mu}{2},\ \frac{\varphi + x\varphi}{2},\ 0\right) = \left(-\frac{ix\mu}{2}\right)\boldsymbol{\varepsilon}_1 + \varphi\left(1 + \frac{x}{2}\right)\boldsymbol{\varepsilon}_2$$

$$\mathbf{j}(s_1 \neq s_2) = \left(0,\ -\frac{ix\varphi}{2},\ \frac{x\mu}{2},\ 0\right) = \left(-\frac{ix\varphi}{2}\right)\boldsymbol{\varepsilon}_1 + \left(\frac{x\mu}{2}\right)\boldsymbol{\varepsilon}_2$$

où $\boldsymbol{\varepsilon}_1$ et $\boldsymbol{\varepsilon}_2$ sont des quadrivecteurs unitaires dirigés suivant les axes y et z respectivement. En faisant la somme sur les états finaux de spin, on obtient

$$|j_\nu \mathcal{M}^\nu|^2 = \frac{x^2(\varphi^2 + \mu^2)}{4} |\varepsilon_{1\nu} \mathcal{M}^\nu|^2 + \left[\varphi^2(1+x) + \frac{x^2(\varphi^2 + \mu^2)}{4}\right] |\varepsilon_{2\nu} \mathcal{M}^\nu|^2.$$

Comparant ceci avec l'expression qui entre dans la section efficace de photoproduction par des photons libres non polarisés, on peut écrire

$$|j_\nu \mathfrak{M}^\nu|^2 = \left[\varphi^2(1+x) + \frac{x^2(\varphi^2+\mu^2)}{2}\right] |\varepsilon_\nu \mathfrak{M}^\nu|^2$$

de sorte que finalement

$$\sigma_{mu}(E_1) = \frac{\alpha}{\pi}\int \frac{1}{(1+x)^2}\frac{dx}{E_1 x^2}\frac{\varphi\, d\varphi}{(\varphi^2+\mu^2)^2}\left[\varphi^2(1+x) + \frac{x^2(\varphi^2+\mu^2)}{2}\right] |\varepsilon_\nu \mathfrak{M}^\nu|^2$$

$$= \frac{2\alpha}{\pi}\int \frac{(E_1-q)^2}{E_1^2}\frac{dq}{q}\frac{\varphi\, d\varphi}{(\varphi^2+\mu^2)^2}\left[\varphi^2\frac{E_1}{(E_1-q)} + \frac{q^2}{2(E_1-q)^2}(\varphi^2+\mu^2)\right]\sigma_{ph}(q).$$

Il nous reste à intégrer φ entre o et $\varphi_{max} \approx E_2/E_1$ et à remplacer E_1 par E :

$$\sigma_{mu}(E) = \frac{2\alpha}{\pi}\int_{q_{min}}^{E}\frac{dq}{q}\sigma_{ph}(q)\left\{\frac{2E^2-2Eq+q^2}{2E^2}\ln\left[\frac{E-q}{m}\right] - \frac{E-q}{2E}\right\}.$$

Cette formule est bien de la forme recherchée $\sigma_{mu}(E) = \int \sigma_{ph}(q)N(E, q)\,dq$ et elle se ramène pratiquement à celle obtenue dans notre travail précédent dans le cas $q_{min} \ll E$.

Remarquons qu'il résulte de ce calcul que la polarisation du photon virtuel est essentiellement transversale, ce qui permet la comparaison directe avec la section efficace du photon réel. Si l'on inclut dans l'expression du courant les termes du second ordre en φ et que l'on élimine la composante temps par la transformation de jauge indiquée, il reste une composante longitudinale $-(x+1)\varphi^2/2$ dans le cas sans retournement de spin et un terme du troisième ordre seulement dans le cas opposé. Il est donc facile de voir que le rapport entre les composantes longitudinale et transversale est inférieur à φ. Or, φ est essentiellement petit, sa valeur moyenne étant $\bar{\varphi} \simeq [(E-q)/E]\ln^{-1}[(E-q)/m]$. On peut donc négliger légitimement la contribution des « photons longitudinaux » sauf si l'on sélectionne expérimentalement les cas rares de grande déviation angulaire du fermion. Mais dans cette hypothèse le traitement ne serait de toute façon plus valable, l'approximation $|\vec{q}| \simeq q_0$ n'étant plus satisfaite.

L'angle de déviation du fermion est en moyenne $\bar{\theta} = (q/E)\ln^{-1}[(E-q)/m]$.

La contribution principale à la section efficace provient, dans le cas sans retournement de spin, de photons polarisés dans le plan de déviation du fermion et, dans le cas contraire, de photons polarisés suivant la perpendiculaire à ce plan.

On a donc montré que si l'on se borne aux processus du premier ordre dans la constante de couplage fermion-photon et que l'on néglige la faible contribution des « photons longitudinaux », on peut comparer les processus provoqués par des fermions et des photons, représentés par des diagrammes de Feynman similaires, à l'aide d'un spectre de photons équivalent $N(E, q)\,dq$. Ce dernier apparaît, comme dans la théorie originale de Williams-Weizsäeker,

comme une quantité purement électromagnétique, indépendante des détails de l'interaction considérée.

(1) D. Kessler et P. Kessler, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3045. *Voir* aussi *Nuovo Cimento*, 4, 1956, p. 601.

(2) W. K. P. Panofsky, W. M. Woodward et G. B. Yodh, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 1392.

(3) D. Kessler et R. Maze, *Physica*, 22, 1956, p. 69.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Chaleur spécifique d'un réseau tridimensionnel d'oscillateurs*. Note (*) de MM. **Yves Ayant**, **Bernard Dreyfus** et **Jean Peretti**, transmise par M. Louis Néel.

1. *Position du problème.* — Nous nous proposons d'étudier un réseau tridimensionnel d'oscillateurs identiques à un degré de liberté, d'énergie :

$$H = \frac{m}{2}\sum_{i,j,k}(\dot{q}_{i,j,k})^2 + \frac{1}{2}\sum_{i,j,k} V_{i,j,k,i';j',k'}\, q_{ijk}\, q_{i'j'k'}. \tag{1}$$

Le réseau étant supposé homogène, V est une matrice cyclique; nous supposerons des interactions entre premiers voisins seulement, ce qui laisse à V seulement les termes

$$\begin{cases} V_{i,j,k;i,j,k} = a, \\ V_{i\pm 1,j,k;i,j,k} = -a\alpha_1, \\ V_{i,j\pm 1,k;i,j,k} = -a\alpha_2, \\ V_{i,j,k\pm 1;i,j,k} = -a\alpha_3. \end{cases} \tag{2}$$

Les valeurs propres de la matrice dynamique V sont données par

$$m\omega^2 = a\left(1 - 2\sum_1^3 \alpha_i \cos\varphi_i\right), \tag{3}$$

où les trois angles φ_i sont uniformément répartis entre zéro et 2π ; ω n'est autre que la fréquence cyclique propre. En général, le spectre des fréquences propres est une bande (c'est, par exemple, le cas des réseaux de librateurs couplés). Le problème de Debye correspond au cas particulier où le spectre s'étend jusqu'à l'origine, ce qui impose la condition

$$\sum_1^3 \alpha_i = \frac{1}{2}. \tag{4}$$

Dans ce cas, le modèle ci-dessus peut correspondre à une situation concrète, celle d'un cristal cubique, où les interactions n'ont lieu qu'entre premiers voisins, avec des forces « centrales » et « non centrales » (1).

2. *L'énergie interne.* — L'énergie moyenne d'un oscillateur est

$$\bar{E} = \frac{\hbar\omega}{2}\coth\frac{\hbar\omega}{2kT} = \varepsilon(\omega), \tag{5}$$

nous avons, compte tenu de (3), l'énergie interne U d'un réseau contenant N oscillateurs :

$$U = \frac{3N}{(2\pi)^3} \iiint_0^{2\pi} d\varphi^3 \, \varepsilon \left[\sqrt{\frac{a}{m}(1 - 2\Sigma \alpha_i \cos\varphi_i)} \right]. \tag{6}$$

Nous utiliserons l'identité

$$\frac{1}{\sqrt{p}} \coth \sqrt{p} = \int_0^\infty e^{-pt} \theta_3(0, t) \, dt, \tag{7}$$

où

$$\theta_3(0, t) = \sum_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi^2 n^2 t}, \tag{8}$$

ce qui conduit à

$$U = 3NkT \int_0^\infty \frac{d}{dt} \left[e^{-t} \prod_1^3 I_0(2\alpha_i t) \right] \theta_3(0, \pi^2 \gamma^2 T^2 t) \, dt, \tag{9}$$

avec

$$\gamma = \frac{2k}{\hbar} \sqrt{\frac{m}{a}} \qquad (^2).$$

3. *Applications.* — De (9), on obtient le développement en série de U, donc de C, aux hautes températures, qu'il est d'ailleurs facile de déduire des puissances successives de la matrice dynamique :

$$\frac{U}{3N} = kT \left[1 + \frac{2}{\gamma^2 \pi^2 T^2} \sum_1^\infty \frac{1}{n^2} - \frac{2}{(\gamma^2 \pi^2 T^2)^2} \sum_1^\infty \frac{1}{n^4} \left(\frac{V^2}{a^2} \right)_{000,000} + \ldots \right].$$

Du côté basses températures, on ne peut pas, par contre, trouver un développement en série général, à partir de la matrice dynamique, ce qui s'explique par le fait que c'est le comportement du spectre près de l'origine qui est déterminant. Or, la formule (9) permet d'obtenir un tel développement (qui n'est d'ailleurs qu'asymptotique). Nous avons montré que si $\varphi(t)$ est une fonction admettant (pour $t \to \infty$) un développement (asymptotique ou non) du type

$$\varphi(t) = t^{-\frac{3}{2}} \left(A_0 + \frac{A_1}{t} + \ldots + \frac{A_n}{t^n} \ldots \right),$$

on a

$$\int_0^\infty dt \, \varphi(t) \, \theta_3(0, \lambda^2 t) = \frac{2}{\pi\lambda} \int_0^\infty H(x) \, dx + \sqrt{\pi} \sum_0^\infty \frac{k!}{(2k+2)!} A_k B_{k+1} (2\pi\lambda)^{2k+1}, \tag{10}$$

où les B_k sont les coefficients de Bernoulli, et où $H(\sqrt{p})$ est la transformée de Laplace de $\varphi(t)$. Quand on applique (10) à (9) on voit qu'alors A_0 est nul, donc U/T est de la forme $(A/T) + BT^3$ ce qui permet de retrouver la loi en T^3 de la chaleur spécifique.

4. *Résultats.* — Les considérations précédentes permettent d'obtenir un

développement asymptotique de la chaleur spécifique aux basses températures contenant des termes en T^3, $T^5, \ldots, T^{2k+1}, \ldots$, ce qui est à comparer avec la théorie de Debye qui fait suivre le terme en T^3 d'un terme exponentiel.

Si l'on exprime cela à l'aide des courbes $\Theta(T)$ (où Θ est la température de Debye, ajustée à chaque température, selon la méthode familière aux expérimentateurs), nous voyons que Θ commence toujours par décroître, quand T croît à partir de o, en démarrant du reste avec une tangente horizontale ($\theta = a - bT^2 \ldots$). Par ailleurs le développement aux hautes températures permet de calculer $\Theta(\infty)/\Theta(0)$ en fonction des coefficients α_i; ce rapport peut être $\gtrless 1$, selon les cas (3).

Il est à noter que cette théorie des chaleurs spécifiques ne fait pas intervenir explicitement le spectre du cristal.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) J. DE LAUNAY, *Solid State Physics*, 2, New York, 1956, p. 219.

(2) $I_0(t)$ est la fonction de Bessel modifiée $J_0(it)$.

(3) Un article plus détaillé suivra ultérieurement.

THERMODYNAMIQUE. — *Détermination des chaleurs de fusion de quelques molybdates alcalins.* Note (*) de M. **Georges Petit** et Mlle **Mireille Jaeger**, présentée par M. Eugène Darmois.

Ce travail a pour but de déterminer les chaleurs de fusion de quelques molybdates alcalins, à l'aide de diagrammes thermiques obtenus à partir de mélanges des substances en étude, avec une substance de référence, ici les fluorures du métal correspondant.

Nous avons utilisé les diagrammes FM. MoO_4M de O. Schmitz Dumont et Albert Weeg (1) que nous avons vérifiés pour le sel de sodium.

Nous noterons immédiatement que seuls les sels de lithium ne donnent pas de composés définis, ni de cristaux mixtes, de telle sorte qu'il est possible, dans leur cas seulement, d'établir la chaleur de fusion de l'un quelconque des constituants, à partir d'une seule courbe Schröder-Le Châtelier [la substance solvante ou dissoute pouvant donner lieu à une détermination (2), (3)].

Dans ce cas, la chaleur de fusion du molybdate de lithium a pu être confirmée par la concordance de la valeur de la chaleur de fusion du corps de référence (FLi) avec celle trouvée antérieurement (2). Les autres chaleurs de fusion sont moins certaines. Pour le sel de sodium existe une série de températures de transformation expliquant sans doute la valeur aberrante trouvée (tableau).

Pour les autres sels (K, Rb, Cs) l'existence d'un composé défini n'empêche pratiquement point la détermination de la chaleur de fusion de la

substance étudiée prise comme solvant, *lorsque la solution est suffisamment diluée, si l'on admet que la solvatation est alors négligeable dans l'évaluation des concentrations dans une zone restreinte de dilutions élevées*, de telle sorte que l'angle de la tangente à l'origine à la courbe Schröder-Le Châtelier avec l'axe des abscisses donne une valeur théoriquement correcte, malheureusement de précision limitée en pratique. On voit bien là que la cryométrie à la limite est la méthode de choix.

Les résultats sont représentés dans le tableau suivant :

Substance.	F (° C).	L_f.	$S_f = \frac{L_f}{T_f}$.	$\nu = \frac{1}{3} S_f$.
MoO_4Li_2	975	11 400	11,7	3,9
MoO_4Na_2	965	4 600	4,5	1,5
MoO_4K_2	1 211	11 500	9,6	3,2
MoO_4Rb_2	1 231	11 000	9	3
MoO_4Cs_2	1 209	13 200	10,8	3,6

Si les chiffres trouvés pour les derniers molybdates ne peuvent être considérés que comme un ordre de grandeur, nous noterons cependant que, sauf pour le sel de sodium, ils montrent des valeurs qui sont en accord avec le critère entropique.

Pour le molybdate de lithium, la valeur élevée de ν suggère à la fusion la structure statistique

$$\begin{array}{ccc} MoO_4Li_2 & \rightleftharpoons & [MoO_4]^{=} + 2Li^{+} \\ & & \updownarrow \\ & & MoO_3 + O^{=} \end{array}$$

Cette donnée est en accord avec les résultats cryométriques de Mergault ([4]), car suivant G. Petit ([5]) il est sans doute possible de postuler qu'une particule donnée par un corps dissous dans un solvant ne donnant avec lui aucun composé défini, existe de même lorsqu'il est fondu cette fois à l'état pur.

En résumé, si les valeurs des chaleurs de fusion obtenues pour des molybdates alcalins à partir de ces diagrammes, sauf pour le sel de lithium, sont des ordres de grandeur à préciser, la valeur obtenue pour le molybdate de lithium, confirmée, est en bon accord avec les résultats cryométriques et le critère entropique.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Z. anorg. allgem. Chem.*, 265, 1951, p. 139-155.

(2) G. Petit et Mlle Crémieu, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 360.

(3) G. Petit, *Congrès pour l'avancement des Sciences*, Dijon, juin 1956 (sous presse).

(4) *Diplôme d'études supérieures*, Paris, 1952.

(5) *Bull. Soc. Chim.*, n° 1, 1956, p. 230.

ACOUSTIQUE TÉLÉPHONIQUE. — *Note complémentaire sur l'application des voix artificielles et des oreilles artificielles à la mesure de l'efficacité des appareils téléphoniques d'abonnés.* Note de M. **Pierre Chavasse**, présentée par M. Camille Gutton.

Une Note antérieure a décrit la « voix artificielle » ([1]). destinée a l'étude objective des appareils d'abonnés : microphones et récepteurs, et qui, combinée avec une bouche artificielle ([2]) et une oreille artificielle ([3]), devait permettre d'obtenir des résultats équivalents à ceux des mesures subjectives conformes à la technique téléphonométrique classique.

Un accord très satisfaisant a, en général, été atteint, notamment dans le cas des écouteurs téléphoniques, comme pour un grand nombre de microphones. Le niveau de cette voix artificielle, dont le spectre, dans le domaine sonore, avait la même distribution que celui de la voix naturelle moyenne, était réglé par comparaison avec la voix naturelle, au moyen d'un volumètre et d'un système émetteur sensible, seulement dans ce domaine. Cette concordance est particulièrement bonne quand on utilise, comme dispositif « cochléaire » de mesure et de détection électrique de l'oreille artificielle, un système détectant linéairement les deux alternances du courant produit par le microphone tympan de l'oreille artificielle, fonctionnant avec une constante de temps de 0,2 s, et en mesurant le courant redressé avec un milliampèremètre à sensibilité logarithmique et ayant une constante de temps de 0,1 seconde.

Il a été reconnu nécessaire, dans un certain nombre de cas correspondant à des types de microphones affectés de distorsion non linéaire importante et d'une instabilité de fonctionnement appréciable, de compléter le spectre purement acoustique de la voix artificielle par l'addition de « poufs d'air » avec impulsions aérodynamiques ou de vibrations infrasonores, d'intensité supérieure à celle des composantes proprement acoustiques. Des expériences préliminaires, que nous avons exécutées avec M. Fromentin sur les voix naturelles au voisinage de la bouche (à la distance de quelques centimètres correspondant à la position relative de la bouche et d'un microphone d'abonné) et au moyen d'un appareillage approprié — les volumètres classiques étant, en général, impropres à ces déterminations — ont montré que la pression de ces « poufs d'air », pulsé et modulé par la voix, a une intensité de 30 à 40 dB supérieure à celle des composantes vocales audibles.

Émis, soit juste avant la mesure, soit pendant, suivant un rythme de 1 par seconde ils mettent le microphone dans un état de fonctionnement dynamique qui conditionne son efficacité. La démonstration de leur effet est illustrée par les résultats suivants qui, portent sur 6 séries de 10 microphones.

	Sans conditionnement.	Avec conditionnement.
Efficacité mesurée objectivement (dB)	0,9 P	1,3 M
Efficacité mesurée subjectivement (dB)	1,3 M	1,3 M
Écart moyen (*) (dB)	2,2	0,0
Écart quadratique moyen (*) (dB)	2,6	0,9
Écarts extrêmes dans les 6 séries	4,9 et 8,1	1,0 et 3,6
Moyennes des écarts maxima	6,6	2,0

(*) Écarts entre les valeurs obtenues subjectivement et objectivement.

L'amélioration apportée par le conditionnement résulte, non seulement, de ce que la concordance moyenne est devenue excellente mais aussi de ce que la dispersion des valeurs individuelles est considérablement réduite. Ce fait est encore plus sensible si on note que la norme française de téléphonométrie subjective admet, pour caractériser la stabilité des microphones étalons les valeurs suivantes :

Écart quadratique moyen : 1,1;

Écarts extrêmes par rapport à la moyenne : ± 3; écart de 4 entre extrêmes.

L'action des infrasons ou des « poufs d'air » varie très rapidement avec la distance du microphone aux lèvres, et plus que ne le fait l'intensité de la voix, ce qui contribue à expliquer que l'effet de cette distance est beaucoup plus marqué pour les microphones à graphite que pour les microphones de haute qualité (dynamiques, électrostatiques).

En tout état de cause, le « conditionnement » du microphone par un moyen directement calqué sur celui de l'émission « atmovocale » a rendu possible la création d'un matériel qui peut remplacer avantageusement la voix et l'appréciation subjectives de l'oreille. Dans les essais qui viennent d'être décrits, le conditionnement était exécuté naturellement par l'émission de « poufs d'air » précédant immédiatement à la mesure d'efficacité, mais un appareil automatique simple est en cours de réalisation.

(1) *Comptes rendus*, 224, 1947, p. 1620.
(2) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 436.
(3) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1390.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la localisation des fréquences propres des réseaux électriques maillés.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Louis de Broglie.

Considérons un réseau linéaire passif à n mailles indépendantes. En désignant par $L=(l_{ij})$, $R=(r_{ij})$, $S=(s_{ij})$ les matrices symétriques d'ordre n des self-inductions, des résistances et des élasticités qui le définissent, les fréquences

propres de ce réseau sont les racines de l'équation

$$\| l_{ij} z^2 + r_{ij} z + s_{ij} \| = 0, \qquad (i, j = 1, 2, \ldots, n),$$

dont le premier membre est un déterminant symétrique de degré n.

Ainsi qu'il est connu, les racines de cette équation sont toutes à partie réelle non positive; nous nous proposons de définir le domaine du demi-plan de gauche du plan de z où elles se situent.

En s'appuyant sur un travail de M. Ostrowski [1], on peut établir que si z est une racine de l'équation (1) et si $k_1, k_2, \ldots k_n$, sont n nombres positifs tels que

$$\sum_{k=1}^{n} \frac{1}{k_i + 1} \leq 1$$

alors les éléments du déterminant envisagé satisfont au moins à l'une des relations

$$| l_{ii} z^2 + r_{ii} z + s_{ii} | \leq k_i^{\frac{1}{q}} \left\{ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | l_{ij} z^2 + r_{ij} z + s_{ij} |^p \right\}^{\frac{1}{p}}, \qquad (i = 1, 2, \ldots n),$$

p et q étant deux nombres positifs tels que

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = 1.$$

Or, pour $p \geq 1$, l'inégalité de Minkowski permet d'écrire

$$\left\{ \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | l_{ij} z^2 + r_{ij} z + s_{ij} |^p \right\}^{\frac{1}{p}} \leq |z|^2 \left(\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | l_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}} + |z| \left(\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | r_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}} + \left(\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | s_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}}.$$

Il apparaît ainsi que les fréquences propres du réseau envisagé se situent dans la partie, située dans le demi plan de gauche, du domaine formé par la réunion des régions intérieures aux n courbes d'équations

$$(2) \quad \left\{ \begin{array}{l} | l_{ii} z^2 + r_{ii} z + s_{ii} | \leq k_i^{\frac{1}{q}} \left[|z|^2 \left(\sum\limits_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | l_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}} + |z| \left(\sum\limits_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | r_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}} + \left(\sum\limits_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^{n} | s_{ij} |^p \right)^{\frac{1}{p}} \right], \\ \qquad (i = 1, 2, \ldots, n). \end{array} \right.$$

Dans ces relations figurent les $n + 2$ paramètres k_i, p et q sur lesquels on pourra jouer.

Notons que si l'on fait $q = \infty$, $p = 1$ on obtient les relations

$$(3) \quad | l_{ii} z^2 + r_{ii} z + s_{ii} | \leq |z|^2 \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq i}}^{n} | l_{ij} | + |z| \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq i}}^{n} | r_{ij} | + \sum_{\substack{j=1 \\ i \neq i}}^{n} | s_{ij} | \qquad (i = 1, 2, \ldots, n),$$

que l'on aurait pu trouver directement en ayant recours à la condition suffisante de non-annulation d'un déterminant donnée par M. Hadamard.

Signalons enfin, qu'en posant $q=1$ et $p=\infty$, on trouve

$$(4) \qquad |l_{ii}z^2+r_{ii}z+s_{ii}| \leqq K_i\{|z|^2 l_i+|z|\, r_i+s_i\} \qquad (i=1, 2, \ldots, n),$$

en désignant respectivement par l_i, r_i et s_i les modules maxima des quantités l_{ij}, r_{ij}, $s_{ij}(i\neq j)$ relatives à la ligne de rang i.

Cette méthode conduit souvent à une localisation meilleure que celle que l'on obtient en ayant recours à un procédé indiqué ultérieurement (²).

(¹) *Rendiconti di Matematica e delle sue applicazioni*, Série V, X, fasc. 1-2, Rome, 1951, p. 156.

(²) M. Parodi, *Mémorial des sciences mathématiques*, Fasc. 118, p. 57, Gauthier-Villars, Paris, 1952.

MAGNÉTISME. — *Détermination de la valeur du magnéton de Bohr par une méthode de résonance dans l'air ionisé.* Note de MM. **Stefan Procopiu** et **Constantin Papusoi**, transmise par M. Jean Cabannes.

Un moment magnétique élémentaire a été introduit par P. Weiss (¹) en 1911 sous le nom de magnéton expérimental. Mais plusieurs auteurs indépendamment [St. Procopiu (²), 1912; Chalmers (³), 1914; Wereide (³), 1917] ont montré que la théorie des quanta donne le moment magnétique élémentaire M, dit magnéton de Bohr, par la formule

$$(1) \qquad M=\frac{h}{4\pi}\frac{e}{m},$$

où h est la constante de Planck et e/m, le rapport entre la charge et la masse de l'électron.

Le magnéton expérimental de Weiss a la valeur $0,19.10^{-20}$ Oe/cm³ tandis que le magnéton de Bohr vaut $0,925.10^{-20}$ Oe/cm³ si $h=6,61.10^{-27}$ erg.s et $e/m=1,759.10^{7}$ u.é.m.

Principe de la méthode. — Nous déterminons M expérimentalement par une méthode de résonance en appliquant à un faisceau d'électrons libres un champ magnétique constant H parallèle au faisceau et un champ oscillant de haute fréquence ν perpendiculaire à la direction du faisceau et du champ constant. Sous l'influence du champ constant H, les électrons prennent un mouvement de précession autour de sa direction, dont la fréquence est

$$(2) \qquad \nu_0=\frac{1}{2\pi}\frac{e}{m}H.$$

Le champ oscillant de fréquence ν produit une variation de l'amplitude de ce mouvement de précession et cette variété devient maximum lorsque la

fréquence propre ν_0 de la précession des électrons devient égale à la fréquence ν du champ oscillant : on dit alors qu'il y a résonance.

La fréquence de résonance s'obtient pour une valeur du champ magnétique constant que nous appellerons valeur critique ([3]). Des formules (1) et (2) on tire l'expression de la fréquence de résonance

$$\nu = \frac{2M}{h} H, \tag{3}$$

et l'on a

$$M = \frac{h\nu}{2H} = \frac{hc}{2\lambda H}. \tag{4}$$

On détermine la valeur du magnéton M à partir de cette formule en mesurant, pour une longueur d'onde λ donnée, le champ magnétique H qui produit dans le faisceau d'électrons une puissante absorption d'énergie.

Dispositif expérimental. — Dans un tube de verre de 28 cm de longueur et de 4,5 cm de diamètre, contenant de l'air raréfié, on produit une décharge électrique. Un faisceau d'électrons est émis par le filament incandescent F vers l'anneau g (*fig.* 1) auquel on applique un potentiel accélérateur d'environ 400 à 2 000 V. Une diode saturée D (*fig.* 1) donne l'intensité du courant

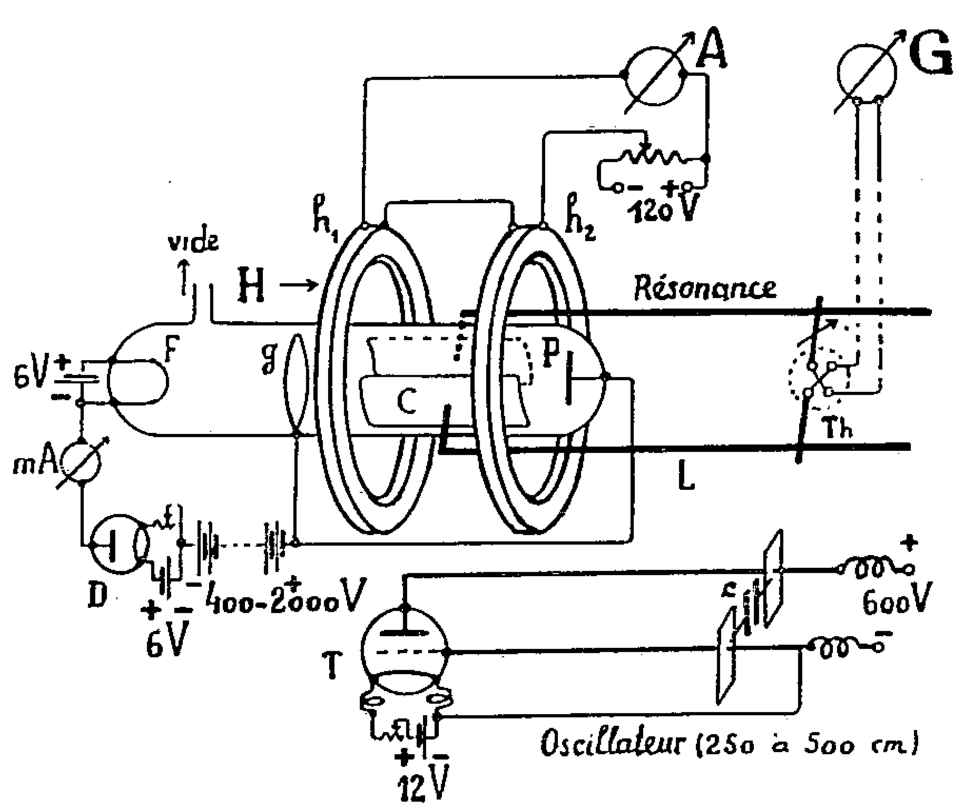


Fig. 1.

électronique (de 0.1 à 0,2 mA). Le champ H est produit par deux bobines magnétisantes du type Helmholtz, h_1 et h_2, parcourues par un courant mesuré sur l'ampèremètre A (1 ampère équivaut à 14,5 Oe). Un oscillateur à triode T de type Gutton-Touly sert à émettre des ondes de longueur comprise entre 250 et 300 cm. Le résonateur est un Lecher : le condensateur C est constitué par deux petites lames de cuivre de surface 8 × 2 cm placées à une distance de 4,5 cm, à l'extérieur du tube de verre, entre l'anneau g et la plaque P;

la self L est constituée par deux conducteurs en cuivre, parallèles, à 6 cm l'un de l'autre; elle a une longueur de 155 cm. Sur ces conducteurs glisse un pont muni d'une soudure Th qui fait partie d'un couple thermoélectrique rélié au galvanomètre G dont la constante est de 10^{-6} A/mm. Une fois fixée la longueur d'onde λ de l'oscillateur, on la mesure à l'aide d'une ligne bifilaire reliée à un voltmètre électronique. Si, la longueur d'onde étant fixée, on fait varier le champ H, la résonance (à quoi correspond une absorption maximum d'énergie) est indiquée par un maximum de déviation du galvanomètre G (*fig.* 2).

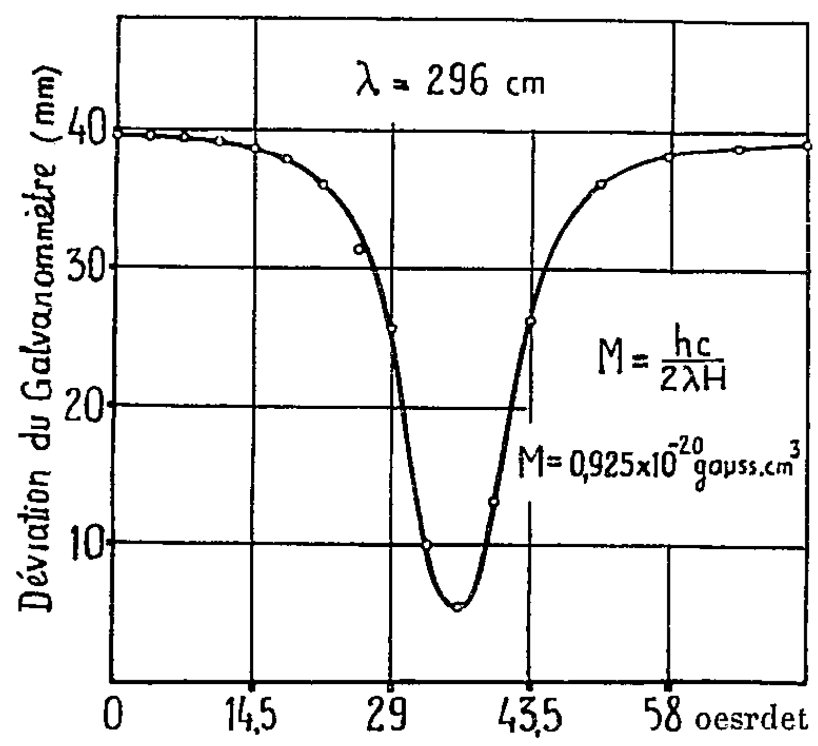


Fig. 2.

On peut d'ailleurs procéder inversement : le champ magnétique H étant fixé, faire varier la longueur d'onde λ.

Résultats expérimentaux :

λ (cm).	H (Oe).	λH.	M (Oe/cm³).
296	35,85	10 611	$0,925.10^{-20}$
306,8	34,80	10 676	919 »
341	31,20	10 639	923 »
412	27,70	10 176	965 »

On voit sur ce tableau que le produit de la longueur d'onde par l'intensité du champ critique est constant et nous trouvons pour le magnéton de Bohr la valeur $0,933.10^{-20}$ en accord avec la valeur théorique $0,925.10^{-20}$ que nous avons rappelée au début de cette Note.

(1) P. WEISS et G. FOËX, *Le Magnétisme*, Paris, 1926, p. 171.

(2) ST. PROCOPIU, *Ann. Scient. Univ. Iassy*, 7, 1911-1913, p. 280-290; *J. Phys. Rad.*, 5, 1924, 130 S.

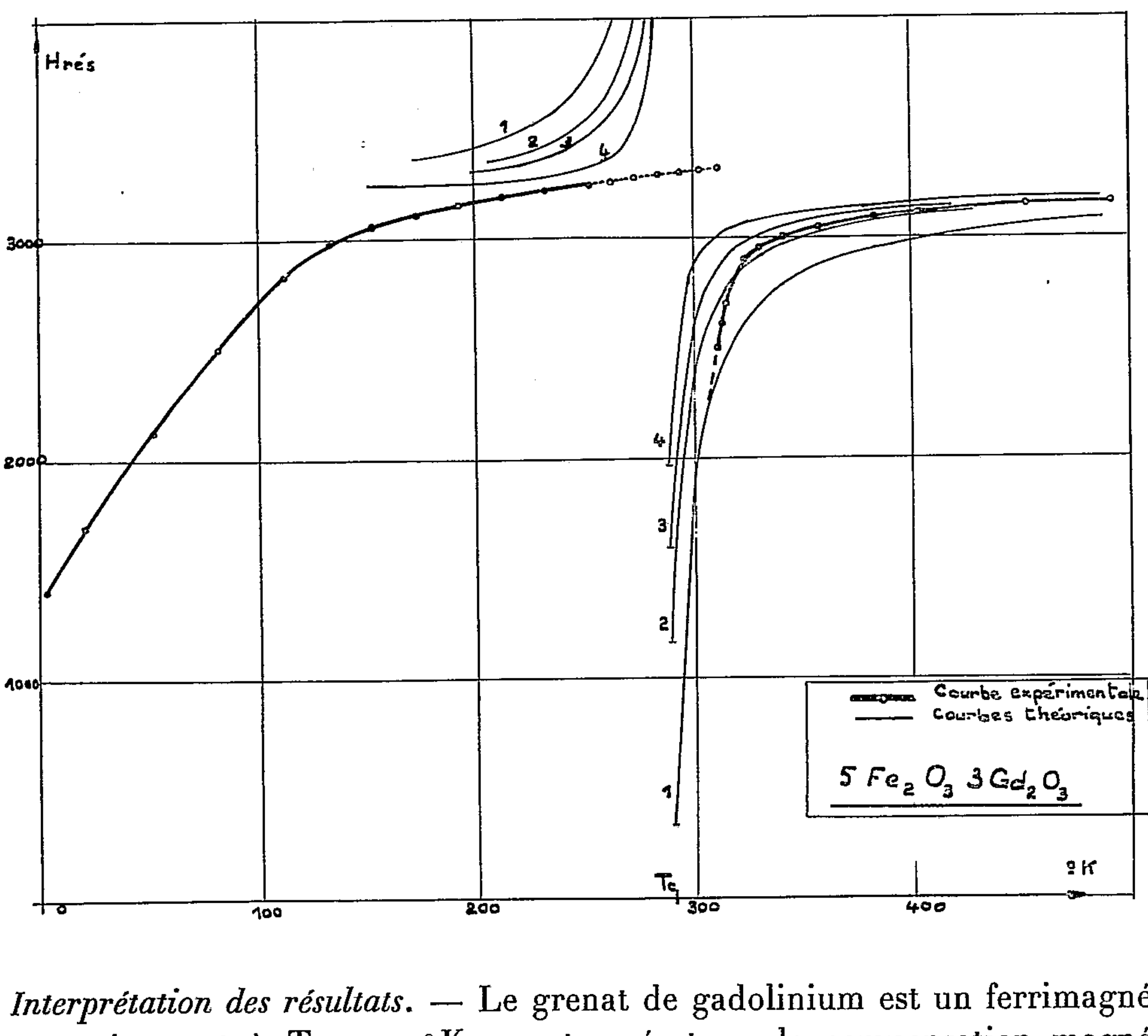
(3) E. V. APPLETON et E. C. CHILDS, *Phil. Mag.*, 10, 1930, p. 969; H. GUTTON, *Ann. Phys.*, 13, 1930, p. 62; T. IONESCU, *Disquis. Math. et Phys.*, *Bucarest*, 1, 1941, p. 491.

(4) ST. PROCOPIU, *Studii şi Cercetări*, Acad. R. P. R., Iassy, 5, 1954, p. 99.

MAGNÉTISME. — *Résonance ferrimagnétique du grenat de gadolinium à 9300 Mc.* Note de M. **Jean Paulevé**, transmise par M. Louis Néel.

Le grenat de gadolinium $5Fe_2O_3.3Gd_2O_3$, appartenant à la série des grenats de terres rares découverts récemment par Bertaut et Forrat (1) a été étudié sous forme d'échantillon polycristallin sphérique. L'étude de la résonance ferrimagnétique a été faite à toutes les températures de 4 à 700° K, dans une cavité résonnante rectangulaire oscillant sur le mode TE_{01} à 9300 Mc et dans une cavité cylindrique TE_{111} à champ H. F. polarisé circulairement.

La courbe expérimentale ci-dessous représente les variations du champ magnétique de résonance H en fonction de la température.



Interprétation des résultats. — Le grenat de gadolinium est un ferrimagnétique présentant à $T_c = 290°$ K une température de compensation magnétique (2). Il est formé de trois sous-réseaux d'ions magnétiques : un réseau d'ions Gd^{+++} et deux réseaux d'ions Fe^{+++} à aimantations antiparallèles très fortement couplés que nous pouvons de ce fait assimiler à un seul réseau dont l'aimantation est l'aimantation résultante des deux sous-réseaux.

Les aimantations des sous-réseaux ainsi que le coefficient de champ moléculaire représentant les interactions entre les ions fer et gadolinium ont été calculés par Pauthenet (2).

Du point de vue de la résonance ferrimagnétique, ce corps peut donc être traité comme un ferrite à deux sous-réseaux, présentant une température de compensation magnétique T_c et si nous négligeons les effets de l'anisotropie, on peut calculer les variations du champ de résonance (3).

Les raies de résonance obtenues expérimentalement donnent toutes lieu à une absorption dans un champ haute fréquence polarisé circulairement dans le sens normal, H doit donc être racine de l'équation

$$H^2 + \left[m(M_1 + M_2) - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{\gamma_1 \gamma_2} \omega_0 \right] H + \frac{\omega_0^2}{\gamma_1 \gamma_2} - \omega_0 m \left(\frac{M_1}{\gamma_1} + \frac{M_2}{\gamma_2} \right) = 0.$$

Pour les températures supérieures à T_c, les variations de H au voisinage de la température de compensation ont servi de base au calcul. Les valeurs de g_1 et g_2 relatives aux sous-réseaux de gadolinium et de fer sont très voisines et ont pour valeur moyenne g, celle déduite des mesures faites aux températures très supérieures à T_c (200 à 300° C) : $g = 2{,}02$.

Le type de la courbe H(T) correspond au cas où $g_2 > g_1$. Seule la plus petite racine de l'équation précédente donne lieu à un régime stable comme le montre l'étude des hyperboles $\omega(H)$ qui sont du type décrit dans une Note précédente (5) (*fig.* 2*a* et 2*c*).

Nous avons tracé sur la figure les courbes 1, 2, 3 et 4 correspondant aux valeurs suivantes de $\varepsilon = (g_2 - g_1)g^{-1}$:

$$\varepsilon_1 = 10^{-2}, \qquad \varepsilon_2 = 7.10^{-3}, \qquad \varepsilon_3 = 5.10^{-3}, \qquad \varepsilon_4 = 2.10^{-3}.$$

La meilleure concordance est obtenue pour la courbe 2, ce qui donne

$$g_2 - g_1 \sim 0{,}014.$$

Au voisinage immédiat et au-dessous de T_c nous n'avons pas observé la courbe théorique mais une valeur de g voisine de 2. La raie de résonance correspondante change peu d'intensité et ne subit aucune discontinuité au passage à la température T_c, ce qui est inconcevable pour la résonance du grenat, quelle que soit la théorie envisagée.

Cette résonance est donc due à une impureté (oxyde en excès par exemple) dont la raie de résonance masque celle du grenat dont l'intensité tend vers zéro, au voisinage de T_c. La résonance du grenat disparaît plus facilement pour $T < T_c$, car elle est moins intense et plus floue que pour $T > T_c$ comme le montre la discussion graphique à partir des hyperboles $\omega = f(H)$ dans cette région (4), (5). Cette hypothèse a été confirmée par les mesures faites sur une autre préparation du grenat, dans laquelle cette raie

d'impureté avait une largeur et une intensité différentes, tandis que celle du grenat n'était pas modifiée.

Il n'a pas été possible d'obtenir de meilleur produit : il suffit en effet d'une infime quantité d'oxyde de fer par exemple pour produire un effet équivalent à cette impureté.

Aux basses températures, les raies de résonance deviennent très larges (2 000 à 3 000 Oe) et la variation très importante de H n'a pu être interprétée à partir des données actuelles. Elle est certainement influencée par la forte anisotropie existant dans ce domaine de température.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 382.
(2) *Thèse*, Grenoble, janvier 1957.
(3) DREYFUS, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 552.
(4) DREYFUS, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1270.
(5) PAULEVÉ et DREYFUS, *Comptes rendus*, 241, 1956, p. 1273.

SPECTROSCOPIE. — *Étude spectroscopique des étincelles glissantes dans les gaz comprimés.* Note de Mlle **YVONNE LEYCURAS** et M. **ROGER AUMONT**, présentée par M. Eugène Darmois.

Nous avons étudié les spectres émis par l'hydrogène, l'hélium et l'azote comprimé en utilisant des décharges condensées superficielles. Le matériau du support influence notablement l'émission. Les conditions électriques, décharges à faible ou forte puissance, semblent déterminer la nature du spectre : spectre moléculaire ou spectre atomique, indépendamment de la pression.

L'avantage des étincelles glissantes sur les étincelles ordinaires pour l'étude de l'émission des gaz comprimés a déjà été signalé par M. Aumont (1). Toutefois, M. Aumont remarquait que le support de l'étincelle pouvait apporter une perturbation.

Nous avons étudié l'influence du support sur le spectre émis dans le visible, dans l'hydrogène, l'azote et l'hélium, dans des conditions électriques que l'on peut classer en deux groupes; d'une part : décharge d'une forte capacité de l'ordre de 0,1 μF, d'autre part, décharge d'une faible capacité, de l'ordre de quelques picofarads. Les différents matériaux constituant les supports d'étincelle ont été les suivants : alumine, fluorine, polythène.

Émission dans l'hydrogène. — Le spectre d'émission comprend, à la pression atmosphérique, les raies H_α, H_β, H_γ dans les deux conditions électriques et ceci quel que soit le support. Dans les deux cas électriques, la raie H_α s'élargit quand la pression croît jusqu'à 50 kg/cm², sans réabsorption au centre.

Le profil de H_β varie avec la décharge. Dans une décharge fortement condensée, H_β est élargie avec réabsorption au centre à la pression atmosphérique, dès que la pression atteint 5 kg/cm², H_β est élargie et très peu intense

sur un fond continu (*a*). Au contraire, dans une décharge faiblement condensée, H_3 est élargie et sans réabsorption au centre à la pression atmosphérique, élargie avec réabsorption au centre quand la pression croît jusqu'à 15 kg/cm².

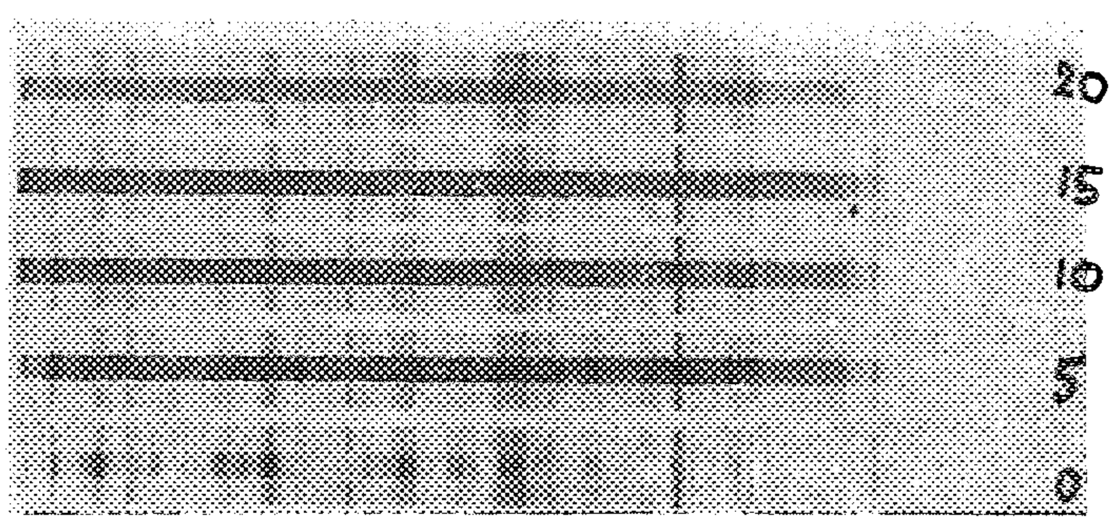
a



H.. est très diffuse à la pression atmosphérique et disparaît dès que la pression croît.

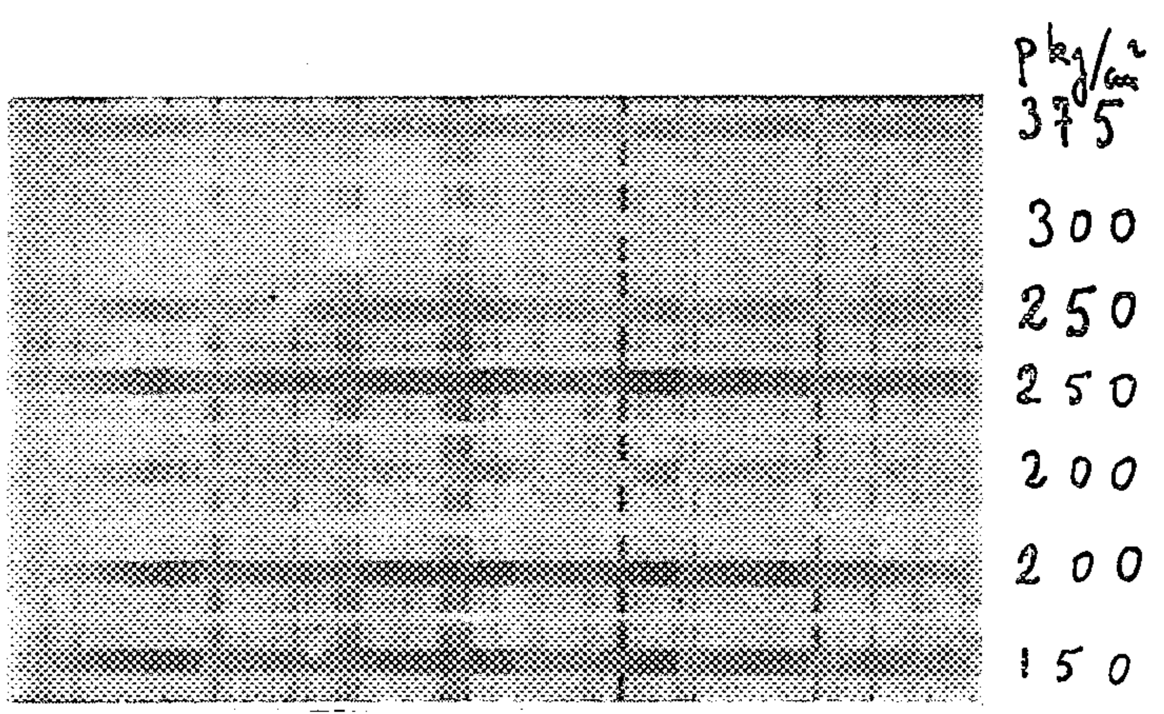
Émission de l'étincelle glissante dans l'azote. — Les conditions électriques, décharge à faible ou forte puissance semblent déterminer la nature du spectre : spectre moléculaire ou spectre atomique, indépendamment de la pression. Dans le cas d'une décharge fortement condensée, on obtient les raies de l'azote deux fois ionisé, dont les plus intenses sont aux longueurs d'onde suivantes : 3 995, 4 447, 5 666 et 5 679 Å. Ces raies s'élargissent quand la pression croît; elles se détachent à peine sur un fond continu pour une pression de 20 kg/cm² (*b*).

b



Dans le cas d'une décharge faiblement condensée, le spectre émis dépend beaucoup du support. Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau suivant :

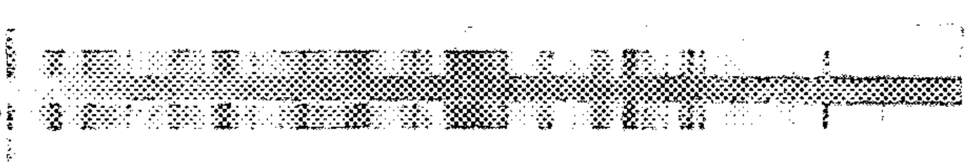
c



support en alumine : à la pression atmosphérique, émission des bandes du second système positif de l'azote et des bandes (0,1) et (1,2) du système principal de l'azote ionisé. Dès que la pression croît, le spectre se compose d'un fond continu peu intense sur lequel se détachent les raies métalliques du support et des électrodes.

Support en fluorine : Pas de raie ni de bande dues à l'azote, sous aucune pression. Quand la pression atteint quelques atmosphères on obtient les bandes de F Ca.

Support carboné (polythène) : Émission des bandes du système violet $^2\Sigma - ^2\Sigma$ du cyanogène et des bandes de Swan $^3\pi - ^3\pi$ du carbone. La structure fine de ces bandes subsiste avec élargissement des raies de rotation jusqu'à une pression de 250 kg/cm² environ. A 1000 kg/cm² seules les têtes de bandes subsistent, diffuses et peu intenses sur un fond continu ; aucune raie n'est alors présente dans le spectre (*c* et *d*).

d 

Émission de l'étincelle glissante dans l'hélium contenant de l'azote à l'état d'impureté. — Le spectre émis dans une décharge fortement condensée comprend les raies d'hélium et celles de l'azote deux fois ionisé, ces dernières subsistant pour une pression d'hélium de 25 kg/cm².

Le spectre émis dans une décharge faiblement condensée sur un support en alumine se compose des raies d'hélium, très fines, et, à la pression atmosphérique, du spectre moléculaire de l'azote ; dès que la pression croît l'émission se compose d'un spectre continu auquel se superposent les raies d'hélium faiblement élargies (*e*).

e 

Si l'étincelle faiblement condensée éclate sur un support en polythène, pour des pressions inférieures à 50 kg/cm² le spectre émis ne comprend ni raie ni bande dues à l'azote ; vers 50 kg/cm² apparaissent les bandes de Swan du carbone, bien résolues ; vers 80 kg/cm² apparaissent les bandes, non résolues, du cyanogène.

Il ressort donc de la présente étude que le support de l'étincelle joue un rôle primordial dans le spectre émis et qu'une étincelle glissante semble difficilement utilisable pour l'étude systématique de l'émission des gaz sous pressions élevées, surtout dans le cas de l'azote.

(1) *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 742.

(*Laboratoire des Hautes pressions, Bellevue.*)

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Spectres d'absorption infrarouge de quelques dérivés de la benzalchloroxime.* Note (*) de MM. **Jacques Navech**, **Ferdinand Mathis** et Mme **Raymonde Mathis-Noël**, transmise par M. Jean Cabannes.

En étudiant les propriétés chimiques des chloroximes [plus particulièrement de la benzalchloroxime (1)], nous avons été amenés à préparer une série de composés dont plusieurs n'avaient pas encore été décrits [(3), (4), (7) et (8)].

(1)	$C_6H_5-C(=NOH)Cl$	Benzalchloroxime
(2)	$C_6H_5-C(=N-O-CO-C_6H_5)Cl$	Ester benzoïque de la benzalchloroxime
(3)	$C_6H_5-C(=NOH)N(CH_3)_2$	ω-diméthylamino-ω-oximinotoluène
(4)	$C_6H_5-C(=NOH)N(C_2H_5)_2$	ω-diéthylamino-ω-oximinotoluène
(5)	$C_6H_5-C(=NOH)NH-C_6H_5$	Benzanilidoxime
(6)	$C_6H_5-C(=NOH)NH-OH$..........	Benzoxyamidoxime
(7)	$[C_6H_5-C(=NOH)NC_5H_5]Cl$.........	Chlorure de (I-oximinobenzyl) pyridinium
(8)	$C_6H_5-C(=NOH)O-C_6H_5$..........	ω-phénoxyoximinotoluène
(9)	$C_6H_5-CO-NH-O-CO-C_6H_5$......	N.O-dibenzoylhydroxylamine

La structure de certains de ces composés [(1), (2), (3), (4), (7)] est certainement celle d'oximes substituées ($C_6H_5-C(=N(OX)Y)$. Par contre, un problème se pose pour (5) et (8) qui peuvent se rattacher au type oxime ou au type hydroxylamine substituée :

(5′) $C_6H_5-C(=N-C_6H_5)NH-OH$,

(8′) $C_6H_5-CO-NH-O-C_6H_5$.

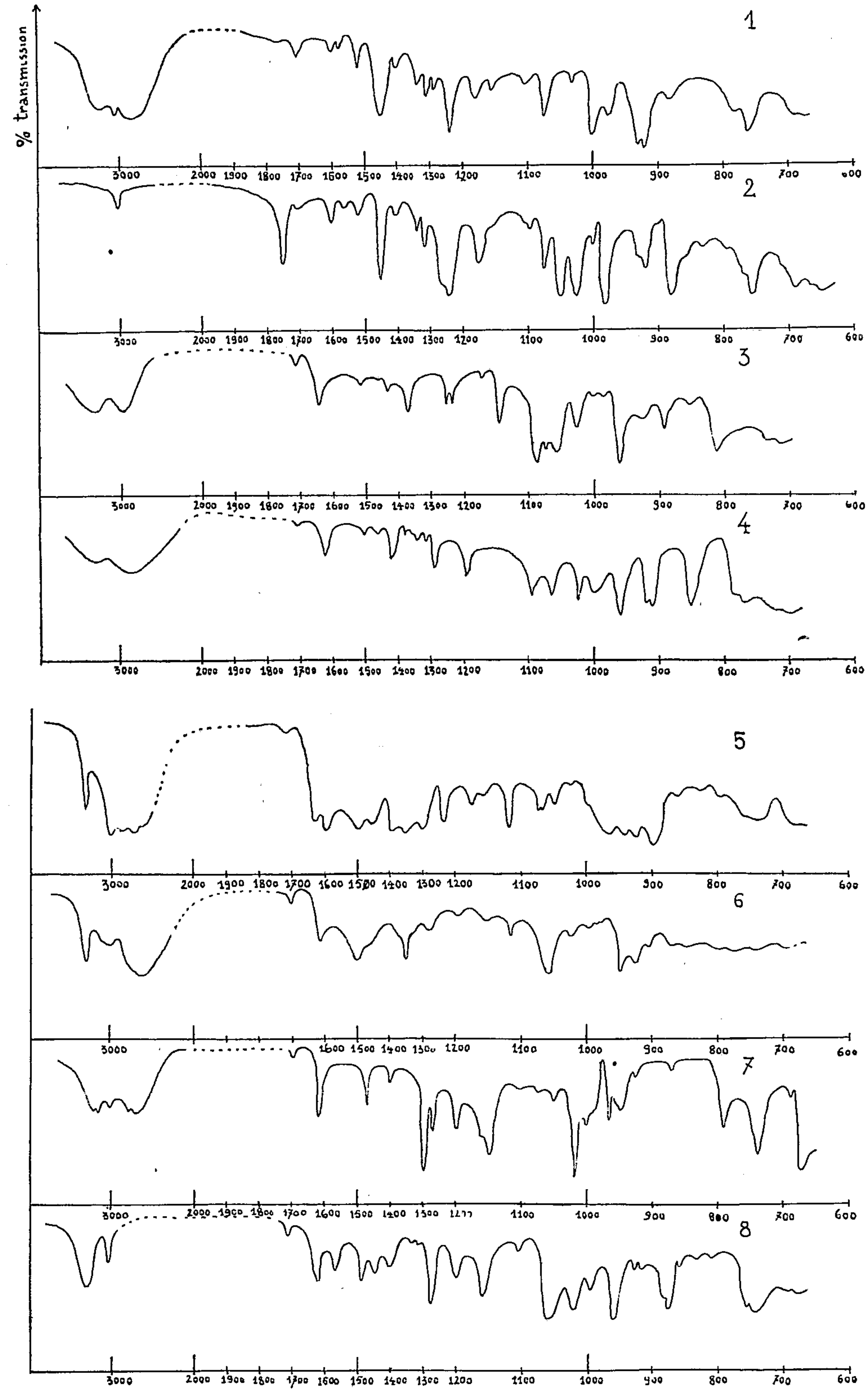
En effet, l'action du benzoate d'argent sur la benzalchloroxime conduit à (9) qui possède certainement la structure d'une hydroxylamine substituée [1].

Parmi les études les plus récentes faites sur les spectres Raman et infrarouge des oximes, citons celles de A. Palm et H. Werbin [2], de S. Califano et W. Lüttke [3], [4], de G. Duyckaerts [5] et la mise au point de J. Fabian, M. Legrand et P. Poirier [6]. L'interprétation des bandes d'absorption de ces corps dans la région de 1600 cm⁻¹ est difficile, spécialement dans le cas des aldoximes aromatiques [6] car on ne peut pas attribuer avec certitude les bandes aux groupements C=N et C=C, d'autant plus que les liaisons hydrogène intermoléculaires peuvent avoir une influence sur la fréquence de la bande C=N.

Les spectres des composés étudiés [8] sont représentés dans le tableau ci-après. Celui de (9) a déjà été décrit [1].

1° Tous les spectres étudiés présentent entre 1490 et 1505 cm^{-1} une bande due vraisemblablement au noyau phényle.

2° Entre 1570 et 1640 cm^{-1}, les spectres (1), (2), (3), (4), (5), (6), (7) et (8) présentent une à trois bandes correspondant aux vibrations C = N et C = C.


% transmission
1
2
3
4
5
6
7
8
3000
2000
1900
1800
1700
1600
1500
1400
1300
1200
1100
1000
900
800
700
600

3° Ces mêmes spectres montrent une bande faible vers 1705-1710 cm^{-1} qui manque dans le spectre de (9) et semble correspondre à la présence du groupement C=N. Le spectre de (9) montre deux bandes fortes entre 1762 et 1636 cm^{-1}, dues sans doute aux deux groupements C=O, ester et amide.

La fréquence de vibration de valence du groupement N—O est de 922 cm^{-1} pour l'hydroxylamine NH_2OH ([7]) et de 880-960 cm^{-1} pour les oximes ([2]), ([4]). On trouve effectivement pour (3), (4), (5), (6) et (8) une bande forte entre 950 et 960 cm^{-1} qui peut être attribuée à la vibration de valence N—(OH). Le produit (7) présente à 948 cm^{-1} une bande d'intensité moyenne; le produit (9), deux bandes assez faibles à 933 et 938 cm^{-1}. La benzalchloroxime (1) présente deux bandes à 930 et 922 cm^{-1} que l'on retrouve moins fortes à 930 et 921 cm^{-1} chez son ester benzoïque (2).

Tous les produits présentent vers 3020-3030 cm^{-1} la bande due au CH aromatique éventuellement masquée par une bande OH et déplacée pour (9) à 3000 cm^{-1}. Les produits (1), (3), (4), (5), (6), et (7) présentent un ensemble de plusieurs bandes larges vraisemblablement dues à des associations OH...O, OH...N. Le produit (8) a dans cette région une seule bande OH associée.

Les spectres de (5) et (6) montrent respectivement vers 3340 et 3240 cm^{-1} une bande fine et intense, caractéristique du groupement NH. Cette bande se retrouve dans (9) mais plus large et a une fréquence plus basse (3140 cm^{-1}), probablement à cause d'une association N—H...O=C.

Une étude chimique des dérivés de la benzalchloroxime sera publiée dans un autre recueil.

(*) Séance du 18 mars 1957.
([1]) F. Mathis, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 505.
([2]) A. Palm et H. Werbin, *Canad. J. Chem.*, 32, 1954, p. 858.
([3]) *Z. Physik. Chem. Neue Folge*, 5, 1955, p. 240.
([4]) *Z. Physik. Chem. Neue Folge*, 6, 1956, p. 83.
([5]) *Bull. Soc. Roy. Sc. Liège*, 21, 1952, p. 196.
([6]) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 10, 1956, p. 1499.
([7]) R. E. Nichtingale et R. L. Wagner, *J. of Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 203.
([8]) Au moyen d'un spectrographe Perkin-Elmer, Mle 112 à prisme de sel gemme.

EFFET RAMAN. — *Détection photoélectrique de l'effet Raman.*

Note (*) de M. **François Valentin**, transmise par M. Jean Cabannes.

Jusqu'à présent, la détection photoélectrique de l'effet Raman nécessite des sources lumineuses très intenses. La théorie nous ayant montré que si l'on utilise des impulsions lumineuses le gain en sensibilité est à peu près égal à la racine carrée du rapport des flux instantané et moyen de la source, nous avons vérifié cette propriété dans notre montage de détection photoélectrique de l'effet Raman.

Nous avons perfectionné le générateur à décharges condensées qui a fait

l'objet d'une publication antérieure [1]. Il permet de charger une batterie de condensateurs et grâce à un dispositif annexe (thyratron ou éclateur) de la décharger dans une lampe à vapeur de mercure. Il s'agit d'un brûleur « Gallois » à courant continu (60 V ; 2,7 A) ; il supporte très bien les décharges condensées sous 10 kV, à la cadence de 50 par seconde et avec une puissance moyenne correspondant à son fonctionnement normal (soit 3 J par décharge).

Même dans le brûleur préalablement chauffé par un fonctionnement en courant continu, la décharge condensée ne s'amorce pas; c'est pourquoi nous avons été amené à fixer à demeure sur le corps même de la lampe, une électrode auxiliaire en forme de collier, reliée à l'une des bornes et placée à 1 cm environ de l'autre borne.

La décharge était initialement commandée par un thyratron qui devait supporter quelques dizaines de milliers d'ampères pendant quelques microsecondes; sa cathode se désagrégeant rapidement, ce thyratron a dû être remplacé par un éclateur statique asservi au secteur par l'intermédiaire d'une électrode auxiliaire qui en commande l'ionisation.

A l'aide d'un condenseur, on projette l'image du brûleur dans le tube à diffusion en forme de sabot contenant le liquide à étudier. La lumière diffusée à angle droit du faisceau incident est concentrée par une lentille auxiliaire sur la fente du spectrographe. Dans le plan focal de l'objectif de chambre on déplace la fente exploratrice du dispositif photoélectrique; cette fente, le multiplicateur d'électrons et une partie de l'électronique sont montés sur un même chariot mobile qu'on déplace au moyen d'une vis entraînée par un moteur auxiliaire. Le flux lumineux est lié seulement à l'ouverture du collimateur; la grande dispersion du spectrographe utilisé n'est plus un obstacle à la détection des raies Raman; au contraire, elle facilite la réalisation mécanique de la fente et du dispositif d'exploration.

La détection des impulsions lumineuses brèves est assurée par un photomultiplicateur 1 P 21 (ou 931 A) suivi d'un amplificateur à large bande dont le principe a été indiqué dans une publication antérieure [2]. Du fait de sa large bande passante, cet amplificateur présente un bruit de fond intense, mais en revanche la crête du signal étant très élevée, cet amplificateur est à faible gain et peut être établi sans difficulté. Le calcul théorique du rapport signal/bruit de fond montre d'ailleurs que le gain du montage n'est pas égal au rapport signal de crête/signal moyen, mais seulement à sa racine carrée.

L'observation du signal de sortie à l'oscillographe cathodique nous a montré que, malgré sa relativement grande intensité, le signal était noyé dans le bruit de fond qui se produisait entre les éclairs. Nous avons donc pensé réduire considérablement le bruit de fond en rendant l'amplificateur insensible pendant le temps qui sépare deux éclairs et en le débloquant juste au moment de l'éclair.

Nous ne pouvions utiliser un montage asservi au secteur, car l'éclair est déclenché par l'éclateur à des instants fluctuant légèrement par rapport à la phase; nous avons donc utilisé un montage annexe comprenant une cellule photoélectrique et un petit amplificateur placé à proximité du liquide diffusant et éclairé par la lumière incidente diffusée par le condenseur. Les impulsions produites par ce montage et qui définissent parfaitement l'éclair débloquent périodiquement un transistor qui court-circuite le signal du photomultiplicateur entre les éclairs sans que l'impulsion de commande soit transmise à l'amplificateur. Ce montage réduit les signaux parasites au centième de leur valeur précédente.

Dans ces conditions, nous avons obtenu les enregistrements du spectre de diffusion du benzène et du tétrachlorure de carbone. L'excitation inhabituelle du brûleur à mercure ne dégrade pas sensiblement son spectre, le fond n'est pas trop augmenté et il n'apparaît pas de raies nouvelles dans l'intervalle 4 358-4 916 Å.

Avec un tel montage il est de plus très facile d'appliquer une corrélation : comme l'amplificateur ne délivre aucun signal en dehors du signal utile, il suffit d'augmenter la constante de temps du détecteur de crête qui fonctionne alors comme un détecteur de phase; on peut ainsi artificiellement réduire la bande passante à la sortie de l'amplificateur et augmenter encore le rapport signal/bruit de fond au prix d'une simple réduction de la vitesse d'analyse.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) F. VALENTIN et R. MONICARD, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 145.

(2) F. VALENTIN, *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 2271.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β qui ne conserve pas la parité.* Note (*) de M. **Roger Nataf**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Les fonctions d'onde du neutrino $\varphi(x_2, m_2, W_\nu)$ et $\varphi'(-x_2, m_2, W_\nu)$ telle que : $\gamma_5\varphi' = \varepsilon i\varphi$, correspondant à des états différents du neutrino, ne donnent pas de terme d'interférence dans P(W).

Aussi, dans une Note précédente (1), il faut, en prenant l'hamiltonien asymétrique, remplacer le facteur $G_X G_Y$ de chaque terme par

$$G_X G_Y + (i\varepsilon G'_X)^* i\varepsilon G'_Y = G_X G_Y + G'_X G'_Y \qquad \text{et non par} \quad (G_X + i\varepsilon G'_X)^*(G_Y + i\varepsilon G'_Y).$$

Ceci ne modifie pas le résultat énoncé, où les G_X sont réels, mais rend inutile la démonstration du fait que chaque terme est réel.

Par contre, si les G_X sont complexes, *la première partie de la Note suivante* (2), *relative aux conditions de Fierz et de Mahmoud-Konopinski, est à modifier comme*

suit : tous les termes en i de (1), (F_1), (F_2) *et* (K) *sont à supprimer.* [(K) donne donc une seule relation].

En général, tout terme en $G_X G_Y$ obtenu avec l'hamiltonien classique est à remplacer par $1/2(G_X G_Y^* + G'_X G'^*_Y + \text{C. C.})$, quand on prend l'hamiltonien asymétrique le plus général.

Par ailleurs, une erreur de copie se trouve à la fin de la même Note ([2]). Il faut évidemment lire dans (8) : $\langle P_- \rangle / \langle P^+ \rangle$ et non $\langle P^+ \rangle / \langle P^- \rangle$.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1031.

(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1187.

PHYSIQUE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur la forme et les dimensions de l'acide chondroïtine-sulfurique en solution.* Note (*) de M. **Georges Bernardi**, présentée par M. Jacques Duclaux.

A partir des mesures de viscosité et biréfringence d'écoulement, on a proposé pour ce polysaccharide une configuration en pelote analogue à celle des chaînes macromoléculaires vinyliques.

Nous montrons que cette interprétation n'est pas la seule possible et qu'une configuration en bâtonnet permet d'interpréter aussi bien les résultats expérimentaux.

Dans une récente série de travaux, M. B. Mathews et A. Dorfman ([1]) et M. B. Mathews ([2]), ([3]) ont présenté une étude physicochimique détaillée de l'acide chondroïtine-sulfurique (CSA); ils ont traité le CSA comme un polyélectrolyte linéaire et ont attribué à cette macromolécule une configuration en pelote. Dans cette Note nous exposerons quelques objections à l'interprétation proposée par ces auteurs. Les remarques que nous présentons sont aussi valables pour d'autres polyélectrolytes biologiques, les acides nucléiques notamment.

Les mucopolysaccharides acides, dont le CSA est un représentant, ont été envisagés jusqu'à présent comme des polyélectrolytes du type du polyacrylate. Mais on a toujours négligé le fait que ces polyélectrolytes biologiques présentent, en plus des groupements acides caractéristiques, les groupements basiques des acides aminés. Ces derniers sont liés à la molécule probablement par des liaisons covalentes et constituent des « impuretés » qu'aucune méthode n'a réussi à éliminer complètement.

M. B. Mathews et A. Dorfman ([1]) ont trouvé que la biréfringence d'écoulement d'une solution à 0,4 % en tampon phosphate 0,067 M, pH 7, de leur préparation CS3 ($M_n = 43\,300$ $M_p = 150\,000$; après traitement protéolytique $M_n = 37\,000$-$40\,000$, $M_p = 50\,000$-$55\,000$) était négligeable (An 10^{-8}) dans un domaine de gradient de vitesse compris entre 4 000 et 26 000 s^{-1}.

Dans l'eau pure, par contre, l'échantillon présentait une biréfringence nette mais faible. Leur interprétation est la suivante : la pelote constituée par la molécule du CSA dans l'eau pure se contracte en solution saline probablement jusqu'à devenir équivalente du point de vue hydrodynamique à une particule sphérique ou presque sphérique.

Montrons d'abord que cette expérience ne permet pas de tirer de conclusions sur la forme des molécules considérées. En effet, si nous supposons par exemple que les molécules du CSA sont étirées en forme de bâtonnets, même dans les conditions expérimentales très favorables employées par ces auteurs, il sera impossible d'obtenir une biréfringence mesurable. En admettant, d'après Blix et Snellman ([4]), qu'à un CSA de masse 43 000 correspond une longueur de 720 Å et en utilisant le diamètre $b = 12$ Å donné dans ce travail ([4]), on obtient un rapport d'axe $a/b = 60$. Ces valeurs permettent de calculer la constante de diffusion de rotation D pour ce modèle. En utilisant les formules classiques et les tables de valeurs numériques données par Ch. Sadron ([5]) on trouve, tous calculs faits, $D \simeq 37\,000\ s^{-1}$. Or l'orientation de particules allongées suspendues dans un liquide qui s'écoule n'est observable que si le rapport du gradient de vitesse à la constante D est supérieur à l'unité ([6]). Dans les expériences de Mathews et Dorfman $\alpha = G/D \leqq 0{,}7$; même si les particules sont en forme de bâtonnets il est normal qu'on n'observe pas de biréfringence d'écoulement en solution saline. Il faut sans doute attribuer la faible biréfringence observée dans l'eau pure aux interactions intenses qui existent quand la force ionique est faible, c'est-à-dire quand les molécules du soluté sont fortement ionisées. Les interactions intéressent vraisemblablement des groupements basiques des acides aminés liés à d'autres molécules de CSA. Pour éliminer ces interactions et arriver à un résultat définitif, il aurait fallu extrapoler les résultats des mesures de biréfringence à concentration nulle. La même critique s'applique aux mesures de viscosité dans l'eau pure. Même si la viscosité à concentration finie augmente considérablement avec la dilution, cela ne veut pas dire qu'après extrapolation on ne retrouvera pas une valeur indépendante de la force ionique. On peut rappeler à ce propos le cas du ADN dont la viscosité et la biréfringence d'écoulement dépendent fortement de la teneur en sel mais en sont indépendants après extrapolation à concentration nulle ([7]). Enfin la configuration en bâtonnet est confirmée par la valeur de la viscosité intrinsèque obtenue par Mathews et Dorfman. En effet, si l'on calcule à partir de leur valeur de la viscosité intrinsèque (125 ml/g) et du volume spécifique partiel du CSA (0,50 ml/g) le rapport d'axe a/b du soluté par application de la formule de Simha modifiée par Sadron ([5]) on obtient $a/b \simeq 60$, ce qui est en parfait accord avec le modèle que nous avons utilisé.

En conclusion, il nous semble que le modèle du bâtonnet est au moins

aussi vraisemblable que celui de la pelote statistique proposée par Mathews et Dorfman.

(*) Séance du 25 mars 1957.
([1]) *Arch. Biochem. Biophys.*, 42, 1953, p. 41.
([2]) *Arch. Biochem. Biophys.*, 43, 1953, p. 180.
([3]) *Arch. Biochem. Biophys.*, 61, 1956, p. 367.
([4]) G. Blix et O. Snellman, *Arch. Kemi. Mineral. Geol.*, 19 A, 1945, p. 32.
([5]) *Progr. in Biophys.*, 3, 1953, p. 237.
([6]) P. Boeder, *Z. Phys.*, 75, 1932, p. 258.
([7]) J. Pouyet, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 152; H. Schwander et R. Signer, *Helv. Chem. Acta*, 34, 1951, p. 1344.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *La cinétique formelle des réactions en phase liquide avec changement de volume.* Note (*) de MM. **Bernard Delmon, André Giraud** et **Pierre Leprince**, présentée par M. Paul Pascal.

Les formules classiques de la cinétique en phase liquide perdent leur validité lorsque le volume réactionnel varie durant la réaction. On a envisagé les modifications qui se produisent alors dans l'exploitation mathématique des résultats.

On sait l'importance des réactions chimiques en phase liquide concentrée. Cependant leur étude cinétique rencontre de nombreuses difficultés du fait du grand nombre de paramètres qui les affectent. Parmi ceux-ci la variation de volume est susceptible de compliquer l'exploitation mathématique des résultats, puisque la formule classique

$$-\frac{dc_A}{dt} = k_n c_A^l c_B^m \ldots$$

n'est plus valable lorsque le volume varie.

En effet si N est le nombre de molécules présentes dans le volume v, on a

$$\frac{dc_A}{dt} = \frac{1}{dt} d\left(\frac{N_A}{v}\right) = \frac{1}{v}\frac{dN_A}{dt} - \frac{N_A}{v^2}\frac{dv}{dt}.$$

Le premier terme de la dérivée de c_A correspond à la réaction chimique, le second à la variation de volume, phénomène secondaire dont l'amplitude peut être d'ailleurs réduite ou augmentée par adjonction ou par élimination du solvant par exemple.

D'où la nécessité d'introduire des définitions et des raisonnements rigoureux. On appellera *vitesse totale* V_t le nombre total de molécules ayant réagi pendant l'unité de temps dans le volume réactionnel v; la grandeur caractéristique sera la *vitesse spécifique* V, vitesse rapportée à l'unité de volume

$$V_t = -\frac{dN}{dt}, \qquad V = -\frac{1}{v}\frac{dN}{dt}$$

(si v est constant, $V = -dc/dt$, on retrouve la définition classique).

Il ressort de l'expérience que c'est la concentration (ou l'activité) qui régit la cinétique. Si la réaction répond à un ordre par rapport à chacun des réactifs, on a

$$V = -\frac{1}{v}\frac{dN}{dt} = k_n c_A^l c_B^m \ldots \tag{1}$$

Dans le cas de mélanges idéaux la variation de volume sera donnée par

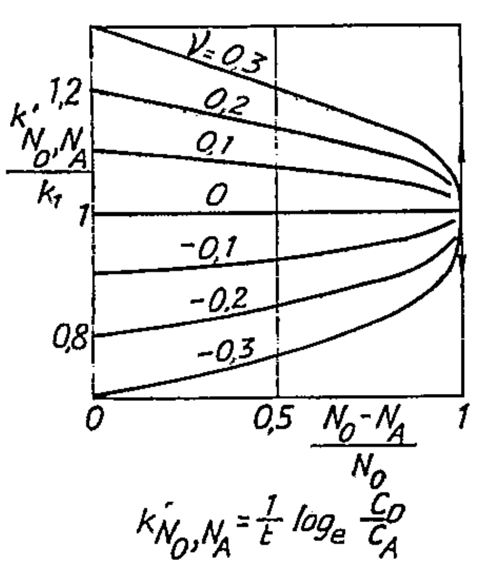
$$v = v_0\left(1 + \nu_A \frac{N_0 - N_A}{N_0}\right) \tag{2}$$

qui définit le *coefficient d'expansion ou de contraction* ν_A, calculé relativement au réactif A, du milieu réactionnel. Dans le cas des mélanges réels on prendra la formule (2) comme approximation du premier ordre.

L'intégration de la formule (1) dans le cas d'un mélange initial stœchiométrique donne alors

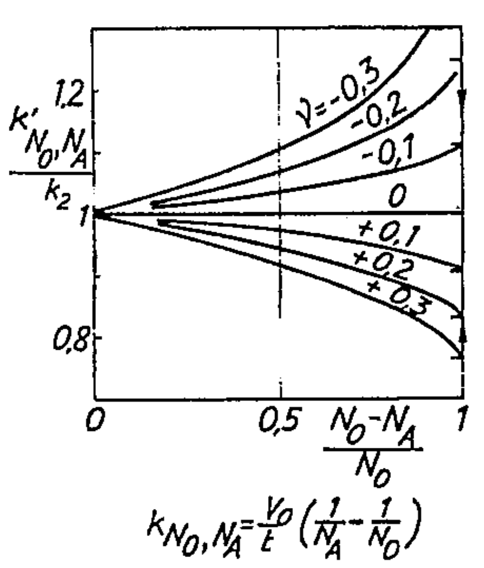
$$\begin{aligned} k_n t = v_0^{n-1}\Bigg[& \frac{(1+\nu)^{n-1}}{n-1}\left(\frac{1}{N_A^{n-1}} - \frac{1}{N_0^{n-1}}\right) \\ & - (n-1)\frac{(1+\nu)^{n-2}\nu}{(n-2)N_0}\left(\frac{1}{N_A^{n-2}} - \frac{1}{N_0^{n-2}}\right) + \cdots \\ & + (-1)\frac{p(n-1)\ldots(n-p)}{p!}\,\frac{(1+\nu)^{n-1-p}\,\nu^p}{(n-p-1)N_0^p} \\ & \times\left(\frac{1}{N_A^{n-1-p}} - \frac{1}{N_0^{n-1-p}}\right) + \ldots + (-1)^{n-1}\frac{\nu^{n-1}}{N_0^{n-1}}\log_e\frac{N_0}{N_A}\Bigg]. \end{aligned} \tag{3}$$

Si l'on utilise au lieu de cette formule, les formules classiques, on obtient pour la constante de vitesse, figurant dans ces formules, une valeur qui est évidemment erronée et qui de plus subit une dérive lorsque la réaction avance.



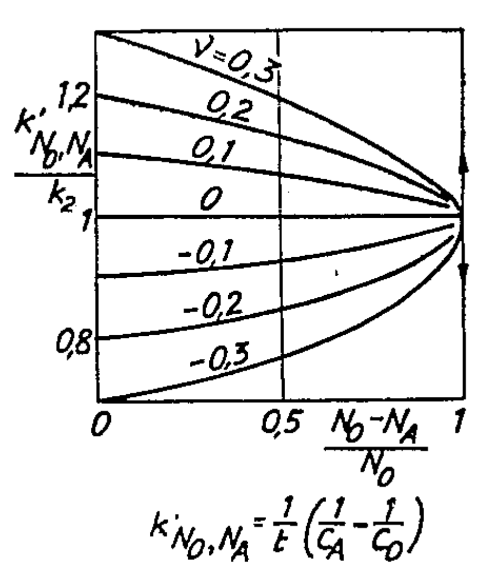
$k'_{N_0,N_A} = \frac{1}{t}\log_e\frac{c_0}{c_A}$

Fig. 1.



$k_{N_0,N_A} = \frac{v_0}{t}\left(\frac{1}{N_A} - \frac{1}{N_0}\right)$

Fig. 2.



$k_{N_0,N_A} = \frac{1}{t}\left(\frac{1}{c_A} - \frac{1}{c_0}\right)$

Fig. 3.

Dans les figures 1, 2 et 3 on a présenté, pour des cas particulièrement démonstratifs, le rapport de cette valeur k'_{N_0,N_A} que l'on appellera pour facilité « constante apparente » malgré la dérive qu'elle subit, à la constante réelle k, en fonction de l'avancement de la réaction $(N_0 - N_A/N_0)$ pour diverses valeurs de ν; k'_{N_0,N_A} est calculé entre le point initial N_0 et le point actuel N_A par les formules

précisées sous chacun des graphiques. La figure 1 correspond au cas d'un ordre *un*, où la vitesse est improprement mesurée par la diminution de concentration; la figure 2 correspond au cas d'un ordre *deux*, où l'on ne tient pas compte de l'influence de la variation de volume sur les concentrations motrices, et où la vitesse totale est accessible à l'expérience; la figure 3 correspond au même cas que le précédent, mais où la vitesse est improprement mesurée par la diminution de concentration.

L'exemple de la déshydrochloration du monochlorocyclohexane catalysée par le chlorure stannique en présence d'acide acétique illustre dans un cas simple la formule (3). La réaction dont l'équation cinétique est

$$V = k_2[\mathrm{Sn\,Cl_4}]\,[\mathrm{C_6\,H_{11}\,Cl}]$$

est en outre inhibée par le cyclohexène, ce qui nécessite son élimination ; il en résulte une variation du volume réactionnel. Le tableau présente les résultats d'une telle expérience où l'on compare la valeur de la constante réelle à celle de la « constante apparente » calculée par la formule

$$k'_{N_0,N_A}[\mathrm{Sn\ Cl_4}] = \frac{1}{t}\log_e\frac{N_0}{N_A}.$$

Déshydrochloration du monochlorcyclohexane. — La réaction se produit à l'ébullition dans un ballon surmonté d'une colonne de fractionnement. La variation de la température d'ébullition due à l'épuisement de réactif est compensée par une modification de la pression dans l'appareil. La réaction est suivie en titrant l'acide chlorhydrique formé.

$C_6H_{11}Cl(N_A)$: 0,50 mole (volume molaire 0,116 l), $T = 116°$ C;

Cl_4Sn : 0,0194 mole (volume molaire 0,119 l), $v = 0,153\left(1 - 0,378\,\frac{N_0 - N_A}{N_0}\right)$;

CH_3COOH : 0,093 l.

Temps (mn).	$ClH = N_0 - N_A$ (moles).	$k_2[Cl_4Sn]10^{-2}$ (mn⁻¹).	$k'_{N_0,N_A}[Cl_4Sn]10^{-2}$ (mn⁻¹).
8,5	0,0415	1,52	1,52
28,8	0,1351	1,55	1,65
37,2	0,1665	1,53	1,66
50,8	0,2185	1,55	1,71
76,0	0,291	1,52	1,73
90,0	0,333	1,55	1,84
115,0	0,385	1,57	1,93
137,5	0,426	1,54	1,94
176,0	0,448	1,49	1,94

(*) Séance du 18 mars 1957.

(*Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison, Seine-et-Oise; Institut de Chimie Physique, Louvain, Belgique.*)

CHIMIE MINÉRALE. — *Constitution des solutions d'acide vanadique.* Note (*) de M. **Pierre Souchay** et Mlle **Françoise Chauveau**, présentée par M. Eugène Darmois.

Étude de l'acide vanadique, dont la structure hexavanadique correspond à deux acidités fortes et une acidité plus faible; l'addition d'acide minéral forme le cation VO_2^+. La possibilité d'existence des pentavanadates est démontrée et ainsi les diverses données de la littérature ne sont pas incompatibles.

Après addition d'un demi-équivalent d'acide fort par molécule de métavanadate, la courbe potentiométrique de neutralisation de VO_3Na fait apparaître un point d'équivalence qui correspond à l'hexavanadate $(HV_6O_{17})Na_3$ orangé. L'existence de tels ions condensés a été démontrée par Düllberg (1), Carpéni et Souchay (2), F. J. C. Rosetti et H. Rosetti (3).

En poursuivant le titrage, l'«acide vanadique» est déplacé pour 1 équivalent d'acide fort.

Quoique ce dernier soit très peu soluble, il est facile d'obtenir ainsi des solutions qui restent claires très longtemps à condition que la concentration en V ne soit pas trop élevée (0,05 M par exemple). Ces solutions ont d'ailleurs été obtenues par d'autres procédés (dissolution d'acide vanadique solide dans H_2O_2 puis décomposition des composés pervanadiques formés); elles ne sont pas de nature colloïdale comme on l'a souvent prétendu, car si le déplacement de l'acide vanadique se fait en présence d'électrolyte étranger (nous avons employé ClO_4Na 0,5 M) non seulement elles ne floculent pas, mais leur stabibilité se trouve accrue. Au bout de quelques jours, elles déposent des croûtes cristallines d'acide vanadique : elles présentent ainsi le caractère de solutions sursaturées d'acide vanadique (ce que nous confirmerons par ailleurs). Cette hypothèse était d'ailleurs admise par Jander-Jahr (4), mais ils pensaient que les solutions vraies ainsi obtenues étaient du type penta- (et non hexa-) vanadique, les vanadates acides orangés étant supposés des penta- plutôt que des hexavanadates.

La courbe de titrage potentiométrique par NaOH de l'acide vanadique (obtenu par déplacement) sur laquelle nous représentons pH en fonction de $z =$ équivalent NaOH par atome V possède les caractéristiques suivantes :

a. Un saut de potentiel pour $z = 0,5$ en faveur de la formation de l'hexavanadate trisodique précédemment évoqué; un acide pentavanadique eût donné 0,4 (sel disodique) ou 0,6 équivalent (sel trisodique) (*fig.* 3).

b. L'acide $(HV_6O_{17})H_3$ n'a pas ses trois acidités fortes.

En désignant par (H^+) la *concentration* en ions H^+ nous avons représenté (*fig.* 1) $-\log(H^+)$ en fonction du nombre x d'équivalents de NaOH ajoutés par molécule d'acide hexavanadique ($x = 6z$) en présence de ClO_4Na 0,5 M, pour quatre concentrations c exprimées en atomes-grammes V par litre. Les

courbes en traits pleins seraient obtenues si les deux premières acidités étaient fortes. En réalité, on obtient les courbes en pointillé.

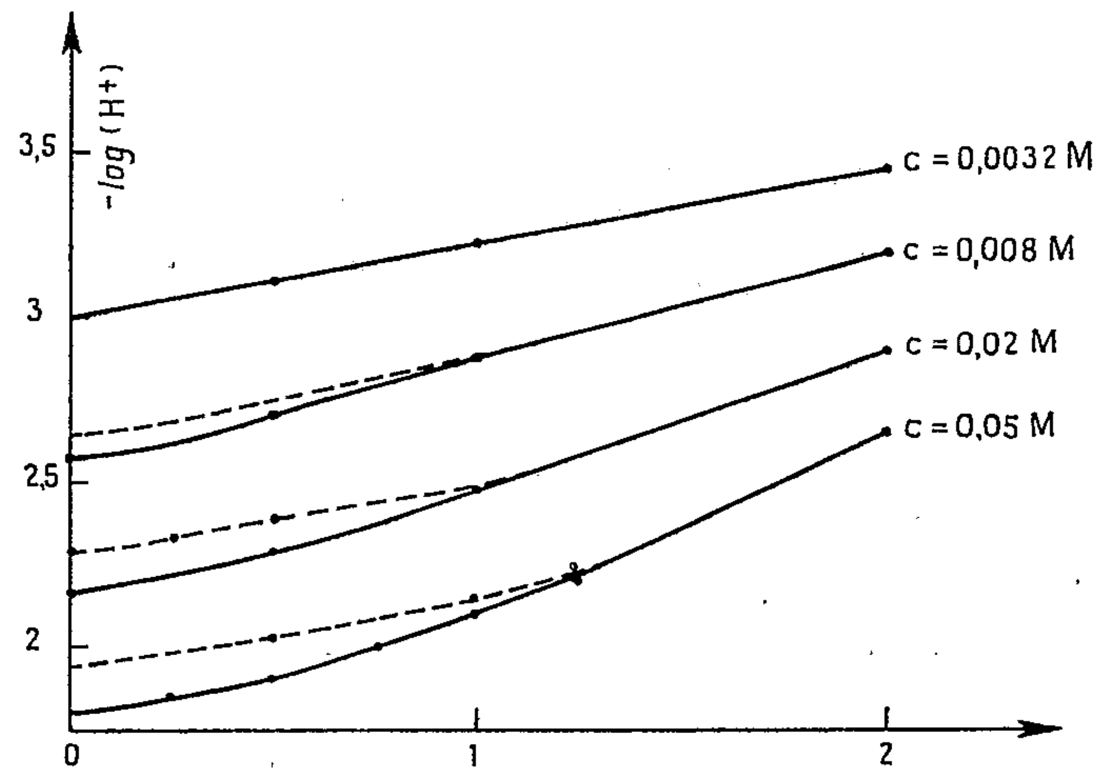


Fig. 1.

Les divergences obtenues proviennent de ce que pour $x < 1$ l'acidité propre est suffisante pour que puisse commencer la formation du cation VO_2^+ suivant :

$$(HV_6O_{17})H^{--} + 8H^+ \rightleftharpoons 6VO_2^+ + 5H_2O.$$

c. Les circonstances de la précédente réaction ont pu être précisées en opérant dans des milieux de forte acidité. La proportion α d'espèce hexavanadique est déterminée par spectrophotométrie à une longueur d'onde de 390 mμ où son absorption est bien supérieure à celle de VO_2^+ : les variations de α avec l'acidité, d'une part, et avec la concentration en V, d'autre part, vérifient bien les coefficients de réaction.

En effet, en appelant K la constante d'équilibre de la réaction, la dérivation logarithmique donne

$$6\log 10(1-\alpha) - \log 10\alpha = 5 + \log\frac{K}{6} + 8\log(H^+) - 5\log c,$$

le facteur 10 étant introduit pour faciliter les calculs des log et c étant la concentration totale en V.

Le premier membre se représente en fonction de $\log(H^+)$ par une droite de pente voisine de 8 (*fig.* 2); de plus, les droites relatives à deux valeurs de c sont bien écartées parallèlement aux abscisses d'une quantité $\Delta\log(H^+)$ telle que $\Delta\log(H^+)/\Delta\log c = 5/8$.

d. Les deux premières acidités étant fortes, il est possible de calculer la troisième acidité par les formules classiques en tenant compte des ions H fournis par la dissociation de la troisième acidité assez forte. On trouve :

$$K = 7{,}5.10^{-4} \quad \text{à la force ionique utilisée.}$$

En conclusion, les solutions d'acide vanadique sont du type hexavanadique $(HV_6O_{17})H_3$ et lors de leur neutralisation jusqu'à trois équivalents de base, elles ne renferment pratiquement que les ions $(HV_6O_{17})^{---}$ $(HV_6O_{17})H^{--}$ et VO_2^+. (Ce dernier apparaissant surtout si l'on ajoute un excès d'acide.) On comprend pourquoi elles déposent si lentement l'acide vanadique insoluble ; la très faible teneur en particules non chargées due à la force de l'acide, s'oppose à leur agglomération.

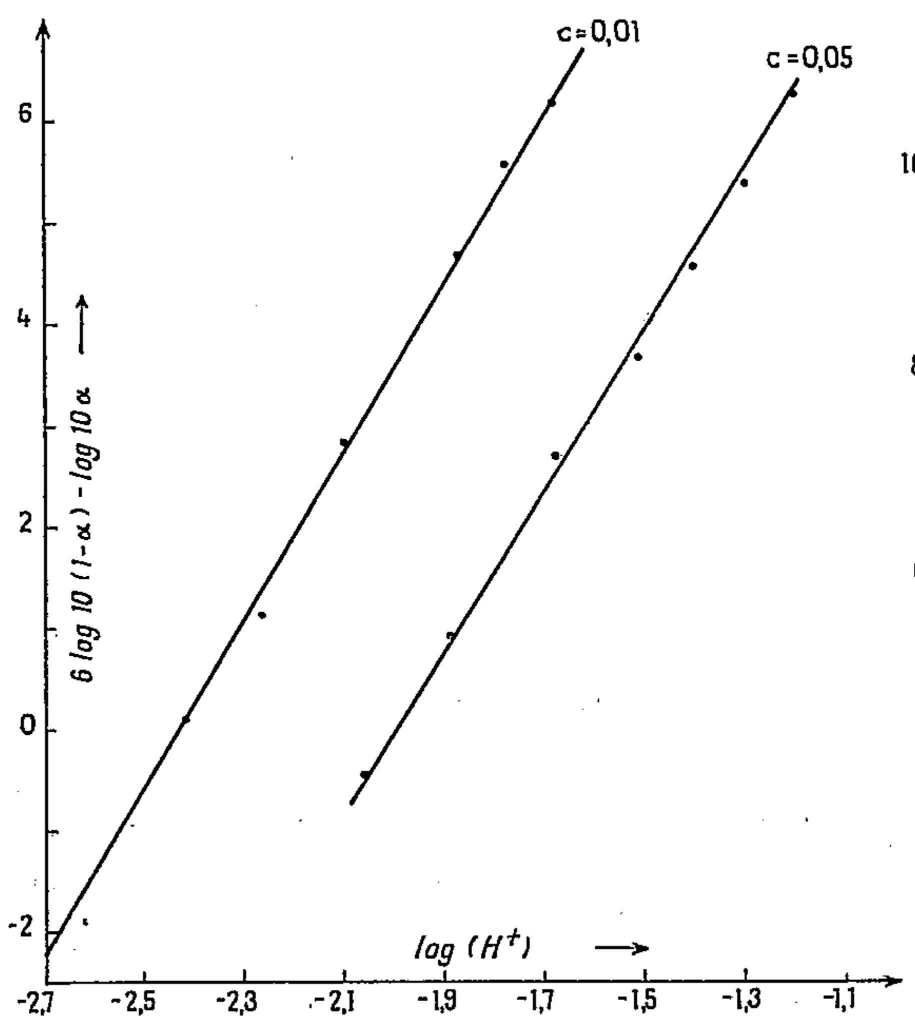


Fig. 2.

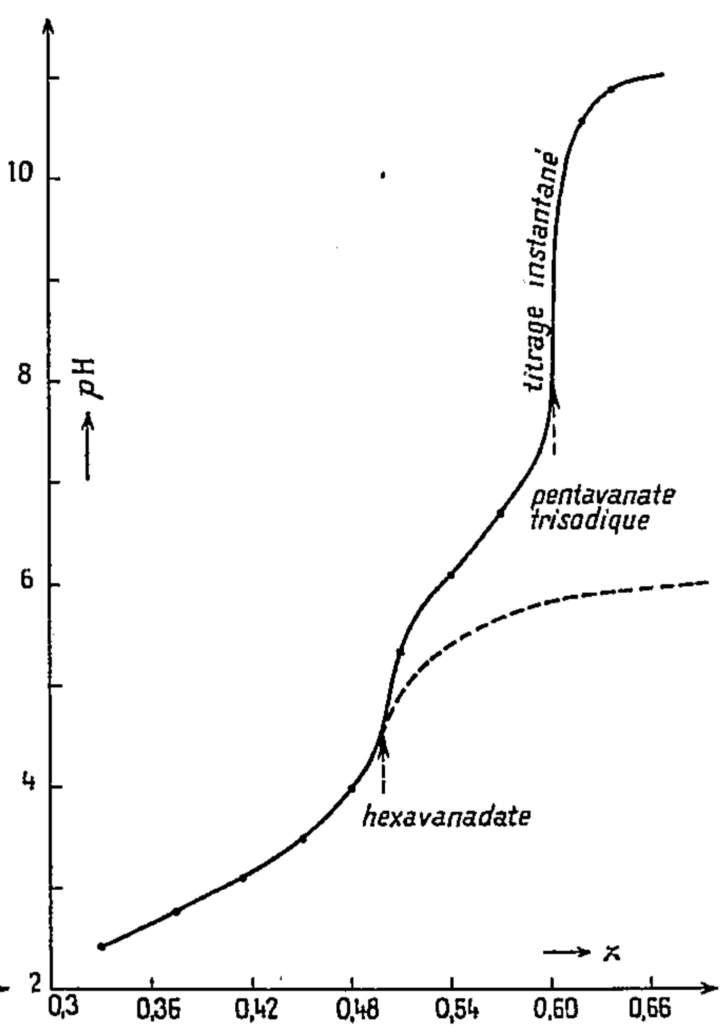


Fig. 3.

Il restait toutefois à expliquer l'existence des pentavanadates, tels ceux du type $V_5O_{14}^{---}$. Reportons-nous à nouveau à la figure 3. Un titrage instantané au-delà de $z = 0,5$ montre un saut très net pour $z = 0,6$ corrrespondant au pentavanadate trisodique (ce saut est beaucoup moins net si l'on substitue ClNa à ClO_4Na). Par contre, un titrage lent effectué sur des solutions vieillies donne la courbe en pointillé avec un point d'équivalence à $z = 1$ correspondant à VO_3Na.

L'ion pentavanadique serait ainsi le produit primaire de la dégradation de l'ion hexavanadique, ce qui explique les possibilités d'obtention des pentavanadates parallèlement aux hexavanadates.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Z. Physik. Chem.*, 45, 1903, p. 129-175.

(2) *Bull. soc. chim. France*, 13, 1946, p. 160.

(3) *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 2, 1956, p. 201.

(4) G. JANDER et K. F. JAHR, *Z. anorg. allg. Chem.*, 212, 1933, p. 1 ; JAHR, *Z. Elektr.*, 47, 1941, p. 810.

CHIMIE MINÉRALE. — *Influence de l'argon dissous dans les solutions d'iodure de potassium soumis à l'oxydation par les ultrasons.* Note de M. **Henri Guéguen**, présentée par M. Eugène Darmois.

La quantité d'iode dégagée en présence de l'argon varie peu en fonction de la concentration d'iodure de potassium. Le rendement présente cependant un maximum pour une concentration voisine de 5 %.

Des études antérieures, (1) et (2), ont montré que les solutions d'iodure de potassium saturées d'air, d'oxygène ou d'azote, dégagent une quantité d'iode presque indépendante de la concentration dans le cas de l'azote, mais présentant un maximum pour la concentration de 10 % dans le cas de l'air, de 65 % dans le cas de l'oxygène. L'objet de cette étude est de juger du rôle de l'argon dans le phénomène d'oxydation de l'anion iodhydrique par les ultrasons.

Appareillage et technique. — *a. Générateur d'ultrasons.* — La fréquence est de 960 kc/s. La puissance de 25 W fournie par le générateur est appliquée à une éprouvette de verre mince à fond rond.

b. Montage pour la saturation par l'argon. — Les solutions d'iodure de potassium initialement neutres ont été soumises d'abord à un dégazage pour éliminer le gaz carbonique et le peu d'iode dégagé par oxydation spontanée à la lumière. Le ballon dans lequel on fait bouillir les solutions est surmonté d'un réfrigérant, ce qui évite la variation de leur concentration. Ensuite elles sont refroidies par arrosage du ballon pendant que l'argon y barbotte.

La pureté de l'argon utilisé est évaluée d'après la Société L'Air liquide qui fournit ce gaz à 0,01 % d'oxygène et 0,04 % d'azote.

Après saturation par l'argon, les solutions d'iodure de potassium sont transvasées dans l'éprouvette d'ultrasonation et par un jeu de robinet à trois voies le gaz est envoyé dans la partie supérieure de l'éprouvette sous la pression de 1,5 kg/cm^2 pour en chasser l'air. La pression du gaz surnageant est ramenée à la pression atmosphérique pendant qu'on bouche hermétiquement l'éprouvette pour éviter toute entrée d'air.

Le traitement porte sur 30 ml de liquide exposés à la lumière diffuse et dure 1 h à la puissance de 25 W.

c. Dosage de l'iode. — L'iode a été dosé par l'hyposulfite centinormal au moyen d'une microburette en sorte que le volume de $S_2O_3Na_2$ exprimé en millilitres est le dizième du nombre de micro-atome-gramme d'iode, noté μI. L'indicateur employé est le thiodène, en solution aqueuse à 10 % à raison de 1 ml pour 30 ml de solution d'iodure de potassium.

RÉSULTATS DES MESURES. — Le tableau ci-dessous rapporte les séries de mesures :

Concentration. C %.	Centimètres cubes de $S_2O_3Na_2$, expériences n° 1.	n° 2.	n° 3.	Moyenne.
2,5 %	0,31	0,33	0,34	0,32
5	0,86	0,65	0,65	0,65
10	0,63	0,62	0,63	0,63
25	0,58	0,60	0,60	0,60
40	0,42	0,42	0,41	0,42
50	0,38	0,40	0,40	0,40
80	0,33	0,35	0,31	0,33
100	0,12	0,15	0,13	0,13

CONCLUSION. — Avec l'argon la quantité d'iode dégagée, tout en présentant un maximum peu accusé vers 5%, est assez faible et toujours inférieure à celle dégagée en présence de l'oxygène [2]. Après ce maximum de 6,5 μI, la fonction μI décroît lentement lorsque la concentration C augmente. Il est probable que la solubilité de l'argon va en diminuant lorsque la concentration en sel dissous augmente. On doit donc s'attendre à une cavitation moins intense, pourtant nécessaire à la formation des produits oxydants. Toutefois, ce maximum vers 5 % est assez inattendu.

[1] G. GUÉGUEN, *Diplôme d'études supérieures*, Lille, soutenu le 25 janvier 1957.

[2] Communication à la Société de Chimie Physique (séance du 13 février 1957).

(Laboratoire de Chimie C, Sorbonne, Paris).

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la décomposition thermique du nitrate d'ammonium. Action des halogènes.* Note (*) de MM. **GEORGES GUIOCHON** et **LÉON JACQUÉ**, présentée par M. Paul Pascal.

La thermolyse du nitrate d'ammonium en présence d'halogénures comporte une période d'induction, dont la durée indépendante de la concentration en halogénures, est une fonction exponentielle de 1/T; elle diminue pour les teneurs croissantes en NO_3H libre. Pendant cette période, apparaissent des traces de chlore libre; l'injection de chlore gazeux dans le sel fondu supprime la période d'induction.

Divers auteurs, notamment Saunders [1], Tramm et Velde [2], Keenan [3], ont étudié l'influence de faibles proportions de chlorure d'ammonium ou de sodium sur la thermolyse du nitrate d'ammonium. Nous avons repris l'étude de ce phénomène par la méthode thermogravimétrique, déjà décrite [4], ainsi que par analyse thermique différentielle, en comparant la thermolyse du nitrate pur ou chargé d'halogénures, chauffé à des températures constantes échelonnées entre 160 et 250°; les prises d'essai, de 20

à 200 mg, pour 250°, étaient progressivement accrues aux températures plus faibles, pour atteindre, à 160°, 2 000 à 6 000 mg. Les mélanges essayés contenaient respectivement : 1,2 % FNH_4; 0,01, 0,05, 0,2, 1, 5, 10 30 % $ClNH_4$; 0,5, 5 % ClNa; 5 % $BrNH_4$; 5 % INH_4.

La figure 1 présente les enregistrements d'expériences faites : à 250° avec des proportions croissantes de $ClNH_4$, à 200° avec 5 % de $ClNH_4$.

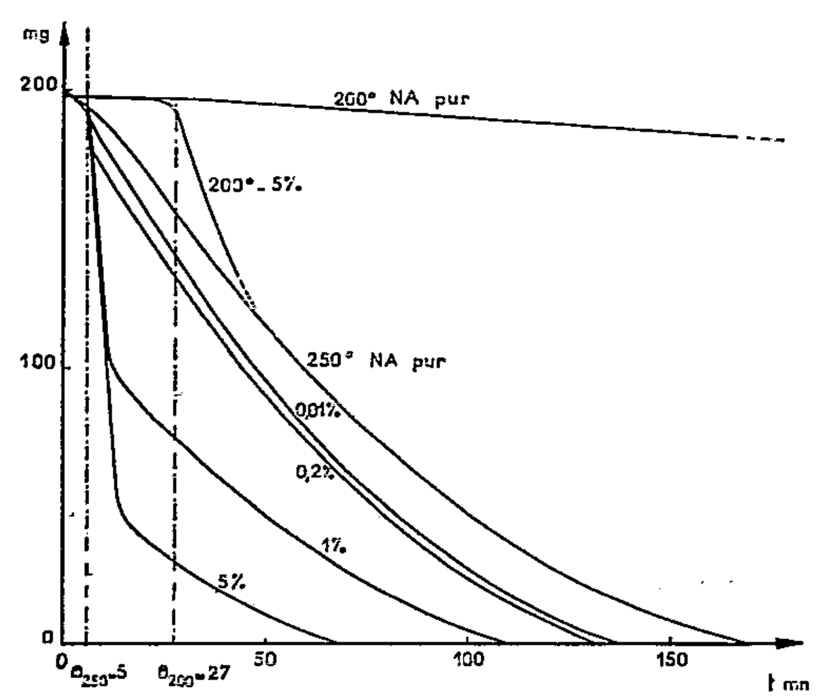


Fig. 1

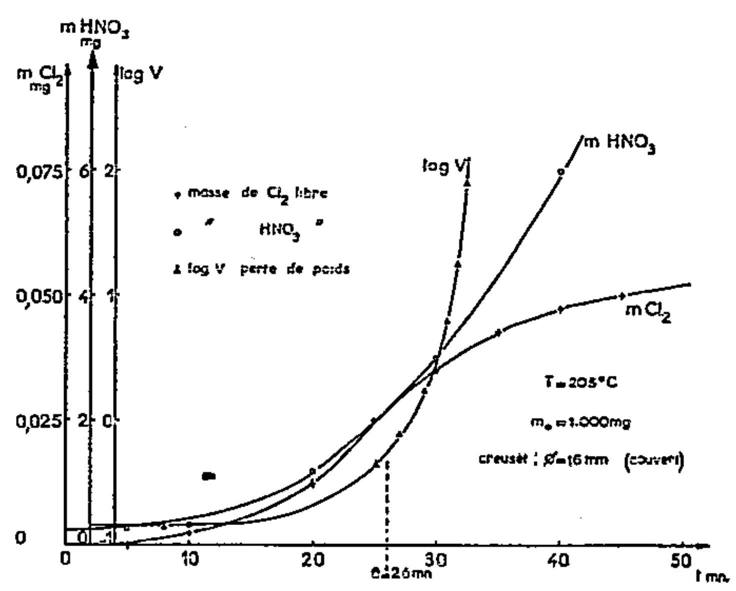


Fig. 4.

Toutes autres conditions égales, le chauffage isotherme donne, au début, une perte de poids pratiquement identique pour le sel pur ou contenant $ClNH_4$. La coïncidence cesse après 5 mn à 250°, 25 mn à 200°, 4 h 30 à 160°; le sel contenant l'halogénure prend alors une vitesse de décomposition accrue, souvent plusieurs dizaines de fois supérieure; la vitesse se ralentit ensuite pour tendre, au bout d'un temps variable, vers celle du sel pur.

La période d'induction θ précédant la réaction vive est pratiquement indépendante de la concentration en $ClNH_4$, du moins dans de larges limites (*fig.* 2).

La vitesse maximale atteinte, qui dépend d'ailleurs des conditions géométriques, varie avec la concentration; elle prend sa plus grande valeur vers 5 %.

La courbe obtenue en portant les logarithmes de la période d'induction θ en fonction de l'inverse de la température absolue, est une droite. Un résultat semblable est observé pour les chlorures, bromures et iodures (*fig.* 3).

Pour FNH_4 on n'a observé ni réaction vive ni période d'induction; on libère seulement un peu d'acide fluorhydrique attaquant le creuset.

Il y a lieu de noter que lorsqu'on opère sur de très faibles masses, le phénomène d'accélération dû aux halogénures s'atténue progressivement et peut même disparaître; ceci s'observe également, lorsqu'à poids égal, on fait croître la section du creuset.

En opérant par analyse thermique différentielle entre le sel pur et le sel contenant une quantité connue d'halogénure, on observe d'abord l'identité des températures puis, brusquement, une élévation de température de

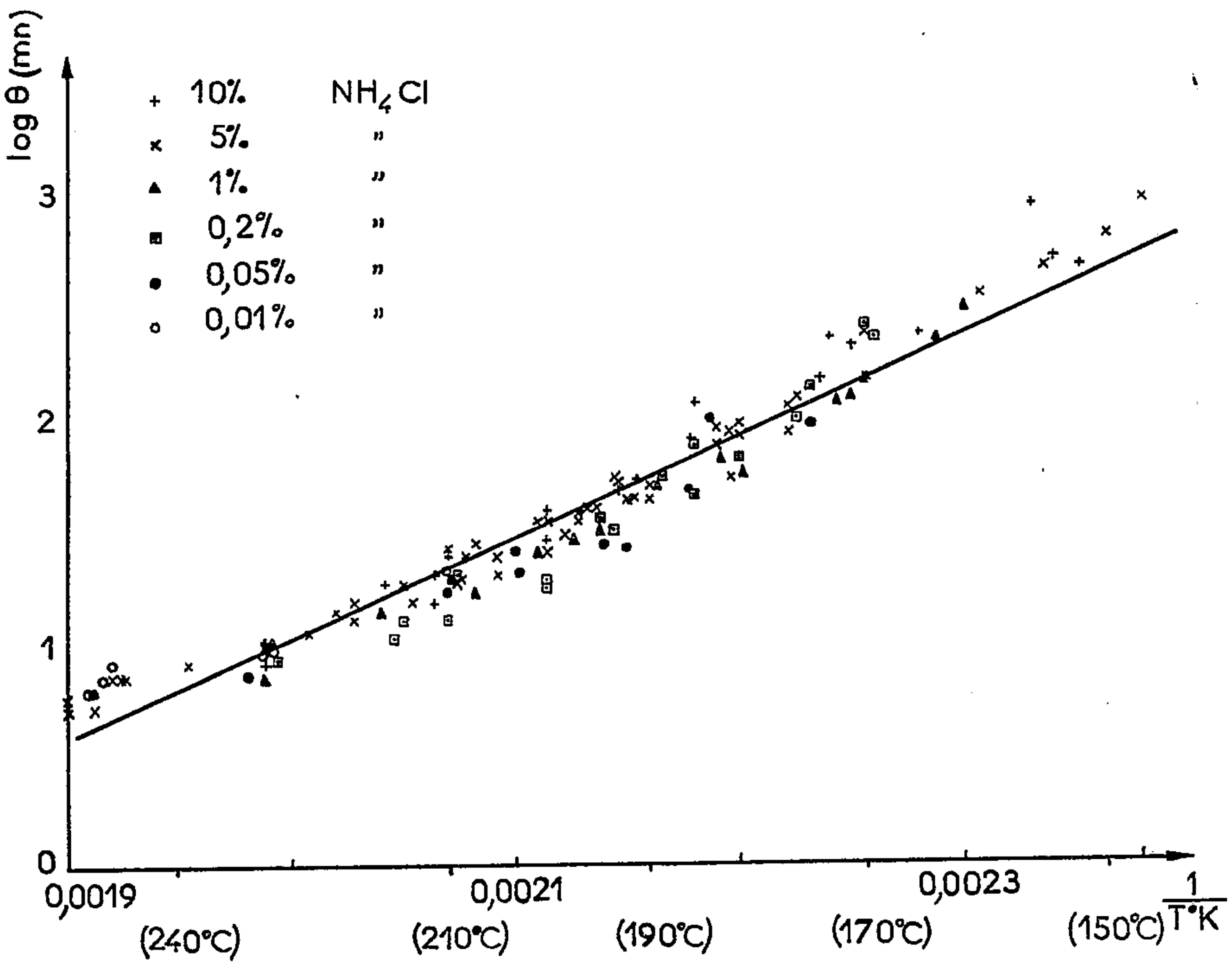


Fig. 2.

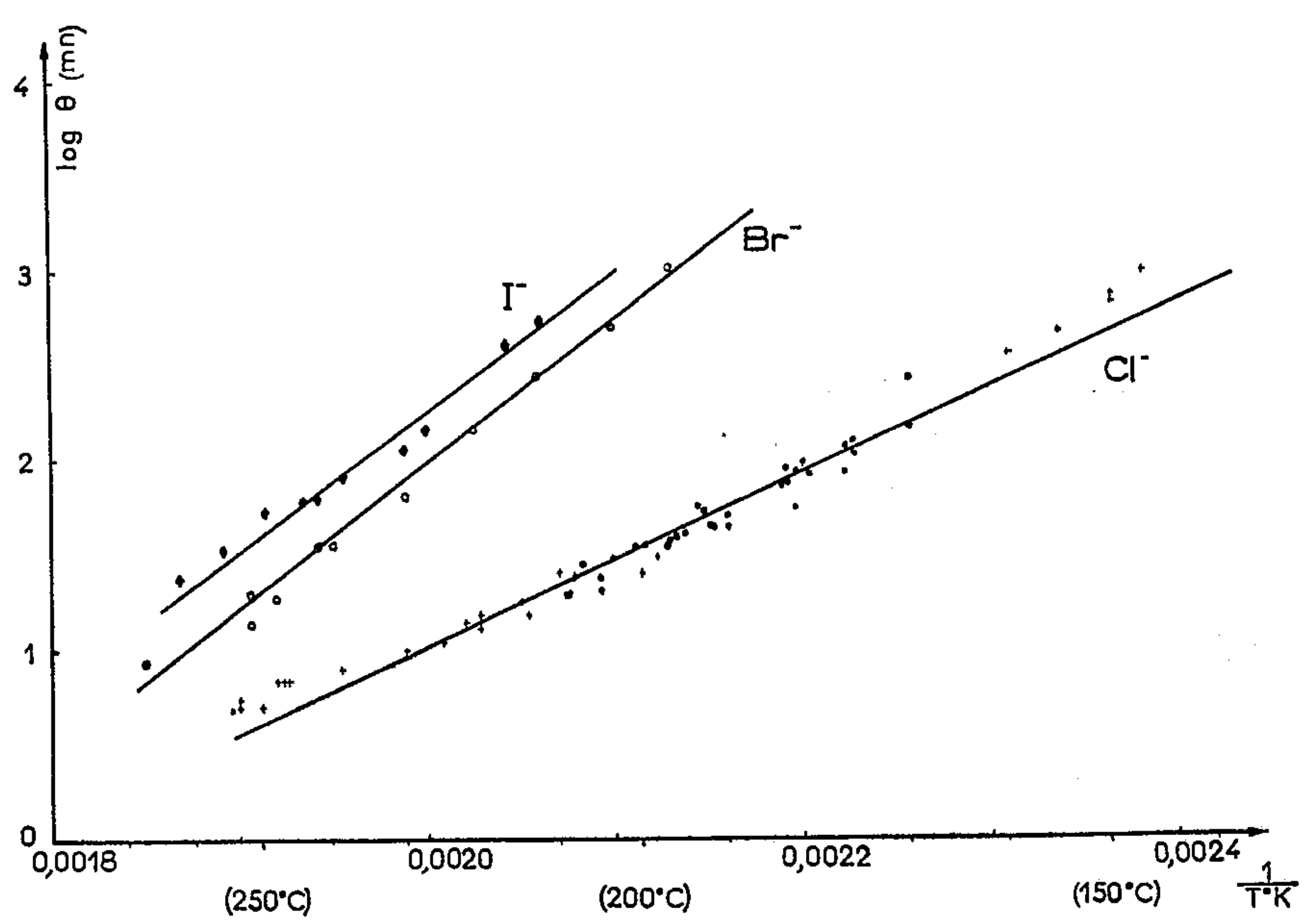


Fig. 3.

l'échantillon contenant l'halogénure. Souvent de plusieurs degrés, cet échauffement atteint parfois 20°. Ceci montre que les mesures de vitesse de perte de poids, en présence d'halogénures, effectuées sur les enregistrements de thermogravimétrie ne peuvent être rapportées à une température définie que si elles sont faites au début du phénomène. Les mesures de période d'induction par analyse thermique différentielle concordent avec celles effectuées par thermogravimétrie et sont également indépendantes de la concentration. Plusieurs des points expérimentaux sont portés sur les figures 2 et 3.

Ayant observé que le gaz dégagé au cours de la réaction contenait une quantité notable de chlore, nous avons dosé ce dernier sur des échantillons maintenus à température constante pendant des fractions croissantes de la période d'induction.

La figure 4 montre que le chlore n'apparaît que très lentement au début et devient nettement dosable à la fin de la période d'induction. Sa concentration croît ensuite, de même que la concentration en NO_3H libre. Il semblait donc que le chlore intervint dans le mécanisme de la thermolyse accélérée. Nous l'avons vérifié, par analyse thermique différentielle, en introduisant dans du nitrate pur fondu de faibles quantités de chlore gazeux. A 190° la période d'induction, normalement de 1 h environ, est réduite à une dizaine de secondes, encore qu'il soit impossible de dire si ce retard est attribuable à la réaction elle-même ou à la technique expérimentale.

L'addition de NO_3H, à raison de 3,2 et 1,6 % dans des mélanges contenant 5 % de $ClNH_4$, réduit aussi très fortement les périodes d'induction.

En conclusion, la libération du chlore paraît être une étape essentielle de l'activation de la thermolyse du nitrate d'ammonium et jouer le rôle de facteur déterminant dans la cessation de la période d'induction précédant son accélération.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *J. Chem. Soc.*, 121, 1922, p. 698.

(2) *Ang. Chem.*, 47, 1934, p. 782.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 1379.

(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 771.

CHIMIE MINÉRALE. — *Action complexante de la triéthanolamine sur les sels de cuivre : influence du* pH. Note (*) de Mme **Michelle Gibaud**. présentée par M. Louis Hackspill.

La triéthanolamine donne avec les sels de cuivre des complexes en agissant, suivant le pH, sous sa forme moléculaire ou sous une forme partiellement ionisée, les milieux neutre et alcalin favorisant la mobilité des hydrogènes des fonctions alcool. La condensation, les domaines d'existence et les constantes de stabilité des divers complexes ont été déterminés par potentiométrie, spectrophotométrie, cryoscopie et polarographie.

Dans un travail précédent [1], nous avions exploré le système : triéthanolamine T — ions Cu^{++} en milieu acide et neutre par une méthode dérivée de celle de Bjerrum et avions conclu à l'existence de deux complexes : $[TCu]^{++}$ et $[T_2Cu]^{++}$ [2]. La méthode supposait la présence de deux constituants seulement : T et Cu^{++} et déterminait la concentration (T complexée) d'après la différence de pH constatée lorsqu'on ajoutait une même quantité de T à deux solutions d'un de ses sels à même concentration dont l'une contenait en outre un sel de cuivre. Or, si des ions OH^- entrent dans le complexe (ou, ce qui revient au même, si T agit sous forme ionisée), il se produit également un abaissement de pH qui peut être imputé, à tort, à la disparition d'une quantité égale de T [2]. De plus, la méthode de Bjerrum ne permet pas de déterminer le degré de condensation des complexes formés.

Nous avons donc repris cette étude, à l'aide de la potentiométrie, en utilisant des mesures de pH, de potentiels de Cu^{++} et les variations de la surface potentiométrique en fonction de la dilution [3]. (Nous avons ensuite complété et vérifié nos résultats par des mesures spectrophotométriques, cryoscopiques et polarographiques.) A tout moment, ces données permettent d'établir les rapports

$$\frac{(\text{T complexée})}{(\text{Cu}^{++}\text{ complexé})}, \quad \frac{(\text{OH}^-\text{ complexé})}{(\text{Cu}^{++}\text{ complexé})}, \quad \frac{(\text{Cu}^{++}\text{ complexé})}{(\Sigma\text{ complexes})},$$

les deux premiers conduisant aux formules des composés formés, l'autre à leur degré de condensation.

L'alcalinisation, à plusieurs dilutions, d'une solution d'un sel de triéthanolamine TH^+ et d'un sel de cuivre [rapport $(TH^+)/(Cu^{++}) = 2,5$] se traduit par (*fig.* 1) :

— un premier point d'équivalence, après l'addition de 2 OH^-/Cu^{++} : l'un des OH^- servant à transformer un ion TH^+ en T qui entre dans le complexe, l'autre y pénétrant tel quel [4].

— un point de concours des courbes à différentes dilutions après disparition de 2,5 OH^-/Cu^{++} ainsi répartis : un OH^- nécessaire pour transformer un TH^+ en T, 1,25 OH^- directement lié au cuivre dans le complexe [4] et 0,25 OH^- fournissant 0,25 T qui demeure à l'état libre ;

— un deuxième point d'équivalence après addition de 4,5 OH^-/Cu^{++}; un de ces ions OH^- apportant toujours la molécule T complexée, deux autres étant directement utilisés dans le complexe [4], les 3/2 restants enfin, libérant une molécule et demie de T non complexée. L'évaluation, en chaque point de la courbe des rapports précédents conduit à envisager l'existence des complexes suivants : $[TCu]^{++}$, $[T_2Cu_2(OH)_2]^{++}$, $[T_4Cu_4(OH)_5]^{+++}$, $[T_2Cu_2(OH)_4]^0$ qui se répartissent ainsi (*fig.* 2) : dans la zone précédant le premier point d'équivalence, coexistent $[TCu]^{++}$ et $[T_2Cu_2(OH)_2]^{++}$, ce dernier étant complètement formé au point d'équivalence. Au delà, existent simultanément

$$[T_2Cu_2(OH)_2]^{++} \quad \text{et} \quad [T_4Cu_4(OH)_5]^{+++},$$

celui-ci atteignant sa concentration maximum au point de concours. Peu avant celui-ci, apparaît $[T_2Cu_2(OH)_4]^0$ au détriment des deux autres, mais sans que

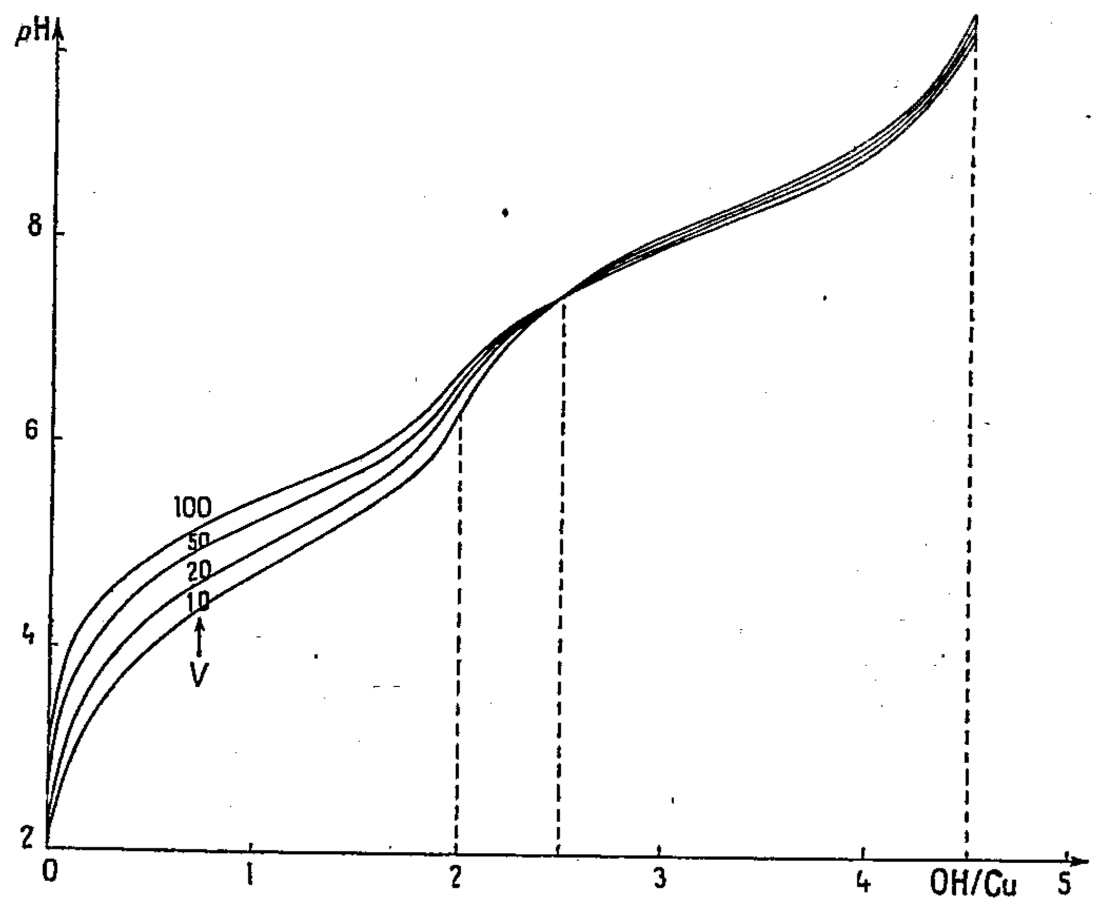


Fig. 1.

leur proportion en devienne négligeable, au moins jusqu'à pH 8, limite admise pour le bon fonctionnement de l'électrode de cuivre. Le calcul des constantes

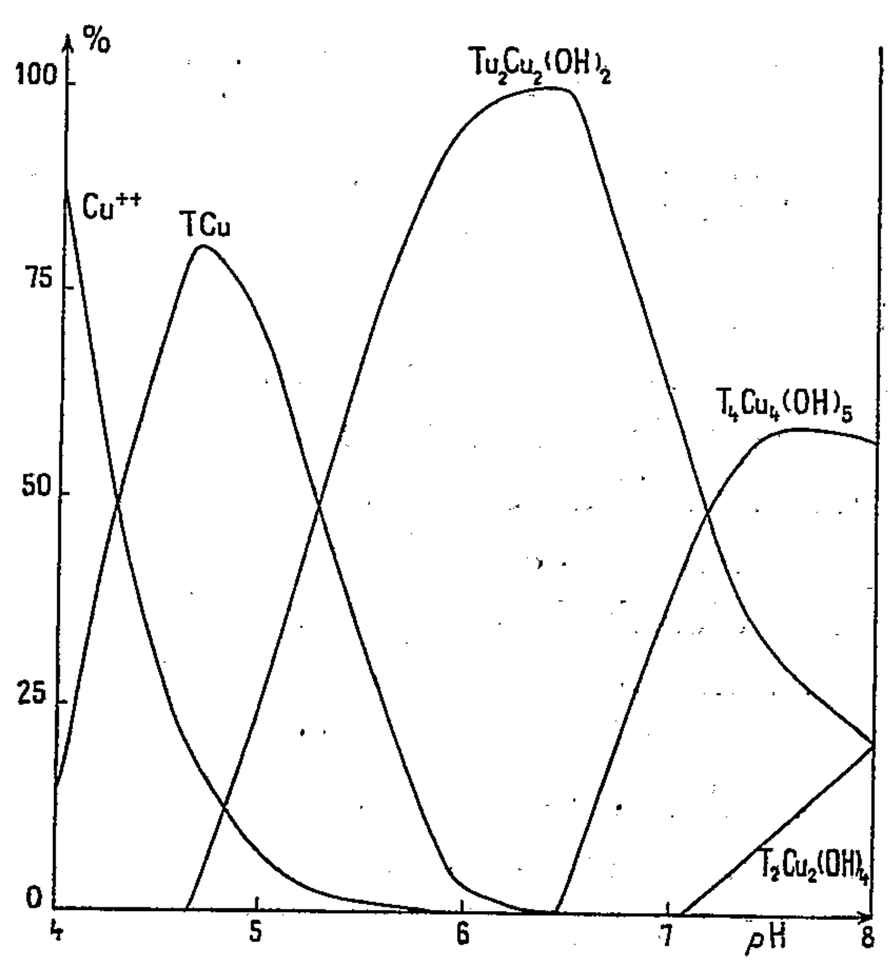


Fig. 2.

de dissociation respectivement égales à $10^{-4,7}$, $10^{-27,9}$, $10^{-63,5}$, 10^{-40} permet de retrouver $[TCu]^{++}$ précédemment établi par la méthode de Bjerrum (1). Pour

mettre en évidence d'éventuels complexes plus riches en T, nous avons titré, par de la soude, du sulfate de cuivre en présence d'excès variables de TH^+. L'étude des courbes $-\log(Cu^{++}) = f[-\log(T)]$ à pH constant et

$$-\log(Cu^{++}) = f(pH) \text{ à } (T) = \text{const.}$$

nous a permis de retrouver $[TCu]^{++}[T_2Cu_2(OH)_2]^{++}[T_2Cu_2(OH)_4]^0$ avec une bonne concordance pour les constantes. Est apparu, en plus, en présence d'un gros excès de TH^+ et en milieu légèrement alcalin un complexe $[T_2Cu(OH)_2]^0$.

L'étude de l'absorption du mélange $SO_4Cu + 2T$ en fonction de quantités croissantes de OH^- permet de retrouver qualitativement certains des résultats précédents. Lorsque $(OH^-)/(Cu^{++})$ varie de 0 à 2, on observe suivant les longueurs d'onde : un maximum d'absorption pour $(OH^-)/(Cu^{++}) = 1,25$, un autre pour $(OH^-)/(Cu^{++}) = 2$, l'existence de deux points isobestiques, l'un à 9500 Å pour $0 < (OH^-)/(Cu^{++}) < 1$, l'autre à 8400 Å pour $1 < \frac{(OH^-)}{(Cu^{++})} < 2$. Ceci prouve la présence de complexes renfermant 1, 1,25 et $2OH^-/Cu^{++}$. Lorsque $(OH^-)/(Cu^{++})$ devient supérieur à 2, l'absorption décroît quelle que soit la longueur d'onde, puis se fixe à partir de pH 14, montrant ainsi l'existence d'un complexe plus riche en OH^- que $[T_2Cu_2(OH)_4]^0$. Ce complexe possède une absorption supérieure à celle du cuprate $Cu(OH)_4$ qui existe naturellement dans cette zone de pH. Il est donc en équilibre avec lui et doit renfermer le même nombre de OH^- car l'absorption, à partir de pH 14, ne varie plus. Nous l'avons étudié par la méthode des variations continues appliquée, à pH 14,3, aux deux constituants : T et $Cu(OH)_4$; il a pour formule $[TCu(OH)_4]^{--}$ et la constante de la réaction

$$T + Cu(OH_4) \rightleftharpoons [TCu(OH)_4]^{--}$$

est $10^{-3,4}$.

Des mesures cryoscopiques dans l'eutectique NO_3K-glace nous ont permis de vérifier le degré de condensation des complexes formés. La courbe représentant l'abaissement moléculaire de solutions de triéthanolamine et de nitrate de cuivre en fonction de l'addition de potasse décroît de $(OH^-)/(Cu^{++}) = 0$ à $(OH^-)/(Cu^{++}) = 1,25$ puis croît jusqu'à $(OH^-)/(Cu^{++}) = 2$; la valeur de l'abaissement obtenue pour ce rapport est égale à celle relative à $(OH^-)/(Cu^{++}) = 1$ et indique que les complexes à 1 et $2OH^-/Cu^{++}$ sont bicondensés. Par contre, l'abaissement moléculaire minimum correspond à un degré moyen de condensation égal à 2,6 et confirme la présence en ce point d'un mélange de complexes bicondensés et tétracondensé. Enfin, l'abaissement moléculaire obtenu pour des solutions favorisant la formation de $[T_2Cu(OH)_2]^0$ confirme son caractère non condensé.

En dernier lieu, quelques expériences polarographiques ont également prouvé l'existence de ce dernier composé et ont surtout montré qu'il n'en existait pas renfermant plus de 2 T par ion Cu^{++}.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) M. GIBAUD, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1127.

(2) Comme il est indiqué ci-dessous, ce dernier complexe répond en réalité à la formule $[TCu(OH)]_2^{++}$.

(3) J. LEFEBVRE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1037.

(4) Pour des raisons de commodité d'écriture, nous avons adopté des notations correspondant à la formation de sels basiques $T_xCu_y(OH)_z$ au lieu de faire intervenir l'acidité des fonctions alcooliques.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Cétones dérivées du dibenzo [a, d] subérane. Formation et réarrangement des cétols dérivés de la dibenzo-*2.3, -6.7 *subéranedione-*4.5. Note (*) de M. LUCIEN NEDELEC, présentée par M. Charles Dufraisse.

L'action des bases organiques sur la dibenzo-2.3, -6.7 subéranedione-4.5 conduit par condensation cétolique à un dimère qui se déshydrate, en milieu acide, avec contraction de cycle pour donner un composé anthracénique. On a vérifié que les acétals d'α-cétols plus simples subissaient sous l'action des acides une transposition semblable conduisant aux acyl-9 anthracènes correspondants.

La dibenzo-2.3, -6.7 subéranedione-4.5, I, précédemment décrite (1), est en relation de tautomérie avec une dibenzotropolone, II, qui n'a pu jusqu'à présent être mise en évidence vraisemblablement du fait de sa trop grande instabilité. Il était par suite indiqué de chercher à accéder aux esters de cette forme instable en appliquant à I les réactions classiques d'estérification en présence de bases organiques; les alcalis en solution aqueuse devant être proscrits puisqu'ils provoquent rapidement le réarrangement benzilique de I en acide anthracène carboxylique-9.

J'ai bientôt constaté que la dione I subissait une transformation sous l'action des bases organiques seules, en l'absence de tout agent d'estérification. Par un léger chauffage dans la pyridine ou la triéthylamine ou mieux par simple dissolution à froid dans la diéthylamine, il se dépose un produit incolore, très peu soluble dans la plupart des solvants, F_{inst} 285° (déc.). Seule parmi les bases utilisées la pipéridine provoque la formation d'un produit différent, contenant de l'azote, cristaux jaunes, F_{inst} 195°, dont l'étude a été provisoirement laissée de côté.

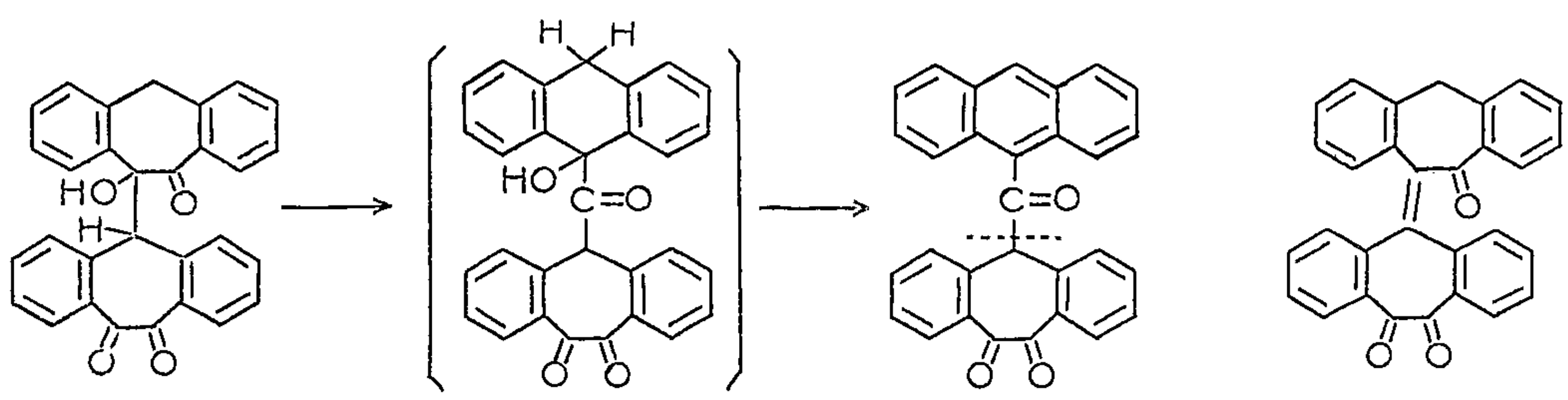
Le composé incolore, obtenu dans le cas général, redonne partiellement par chauffage dans le vide la dione I et la même régénération se produit, plus complètement, lorsqu'on le traite avec l'*o*-phénylènediamine car on est alors conduit à la quinoxaline de la dicétone avec un rendement de 90 %. De plus, comme dans le cas de la dicétone I, la potasse hydroalcoolique le transforme en acide anthracène carboxylique-9 (80 % de la théorie).

Ces propriétés permettaient de penser que la transformation observée sous l'action des bases organiques consistait en une condensation cétolique

de la dicétone sur elle-même aboutissant à la structure III. Les résultats de l'analyse centésimale étaient d'ailleurs en accord avec une telle hypothèse et l'application de la méthode de Zerewitinoff indiquait la présence d'un seul hydrogène mobile pour une formule brute, $C_{30}H_{20}O_4$, correspondant à deux molécules de la dione de départ.



I II

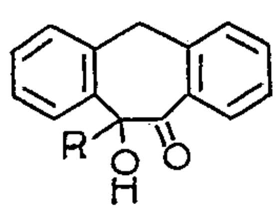


III IV V VI

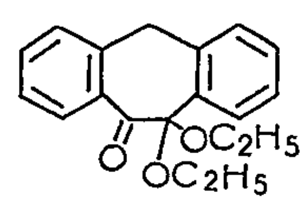
Une confirmation de la structure de ce dimère a été ensuite recherchée dans sa déshydratation qui s'effectue facilement. En effet, sous l'action de l'acide sulfurique à 50 % dans l'acide acétique, le produit de condensation III donne avec de bons rendements un composé jaune citron, F_{inst} 294-295°, dont la formule brute, $C_{30}H_{18}O_3$, correspond bien à l'élimination d'une molécule d'eau pour une molécule du dimère. (Masse moléculaire trouvée par cryoscopie dans le camphre : 420 ± 20, calculée : 426.) Par chauffage avec l'*o*-phénylènediamine ce composé donnait une quinoxaline, $C_{36}H_{22}ON_2$, cristaux jaunes fluorescents, F_{inst} 239-240°, preuve de la présence du groupement α-dicétonique. Toutefois, il présentait d'autres propriétés qui s'accordaient mal avec la structure VI formée suivant le mode de déshydratation attendu. L'allure anthracénique du spectre, de même que la faible fluorescence qu'il présentait à l'état cristallisé en lumière ultraviolette suggéraient la présence dans la molécule d'un cycle anthracénique, ce qui conduisait à envisager pour ce composé la structure V. Cette structure s'est trouvée confirmée par l'oxydation chromique qui fournit deux produits d'oxydation distincts, correspondant aux deux parties de la molécule, d'une part l'anthraquinone, d'autre part la dilactone de l'acide benzophénone-2.2' dicarboxylique qu'on obtient également par oxydation de la dione I. L'existence du cycle cycloheptanique devait être établie avec plus de certitude encore à partir de la quinoxaline dont l'oxydation aboutit à un mélange d'anthraquinone et de quinoxaline de la dibenzo-2.3, -6.7 subéranetrione déjà connue [1].

Le chauffage dans la potasse hydroalcoolique transforme le composé V en acide anthracène carboxylique-9 avec 80 % de rendement. L'obtention de cet acide résulte probablement d'une coupure hydrolytique de la molécule (au niveau du trait en pointillé) accompagnée du réarrangement benzilique de la partie dibenzocycloheptanique.

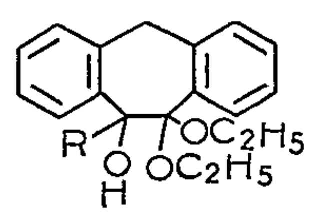
La formation du composé V pouvait s'expliquer par une isomérisation du dimère III en cétol isomère IV, qui du fait de sa structure dihydroanthracénique devait se déshydrater facilement en V. En effet, ce type de transposition était déjà connu [2] et en particulier une contraction de cycle analogue a été récemment constatée pour des α-cétols de la série du cycloheptane qui se transposent, par chauffage avec de l'hydroxyde de plomb, en cétols cyclohexaniques isomères plus stables [3]. La grande tendance à la déshydratation des dérivés dihydroanthracéniques du type IV vient probablement ici faciliter le réarrangement.



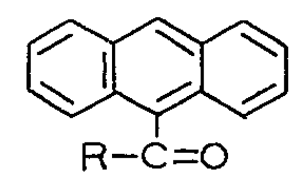
VII



VIII



IXa, $R=CH_3$
IXb, $R=C_6H_5$



Xa, $R=CH_3$
Xb, $R=C_6H_5$

L'étude de cétols plus simples, VII ($R=CH_3$, ou $R=C_6H_5$) devait permettre de montrer, éventuellement, la généralité du phénomène de transposition dans cette série et de confirmer en même temps les structures du dimère et de son produit de déshydratation. L'accès direct à ces cétols, théoriquement possible par condensation d'une molécule de magnésien sur la dicétone I, s'est révélé impraticable par suite de la formation du dimère et de résines incristallisables dues probablement aux réactions secondaires que provoque l'action du réactif de Grignard sur les α-dicétones. Par suite, le blocage de l'un des carbonyles de la dione sous forme d'acétal présentait plus de sécurité pour leur préparation. Effectivement, le monoacétal diéthylique, VIII, $C_{19}H_{20}O_3$, aiguilles incolores, F_{inst} 119-120°, obtenu par dissolution de I dans l'éthanol absolu en présence de chlorure de thionyle, se condense régulièrement avec CH_3MgI et C_6H_5MgBr pour donner les alcools correspondants :

— Acétal diéthylique de la méthyl-5 hydroxy-5 dibenzo-2.3, -6.7 subérone-4, IX *a*, $C_{20}H_{24}O_3$, bâtonnets incolores, F_{inst} 98-99°;

— Acétal diéthylique de la phényl-5 hydroxy-5 dibenzo-2.3, -6.7 subérone-4, IX *b*, $C_{25}H_{26}O_3$, bâtonnets incolores, F_{inst} 111-112°.

J'ai constaté que les acides minéraux dilués, en milieu acétique ou alcoolique, transformaient déjà facilement à froid ces deux alcool-acétals respec-

tivement en acétyl-9 anthracène, X *a*, et en benzoyl-9 anthracène, X *b*, identifiés avec des échantillons préparés par synthèse.

Les cétols intermédiaires VII n'ont pas été isolés vraisemblablement du fait de leur trop grande sensibilité aux acides. Cependant la formation d'acyl-9 anthracènes par hydrolyse acide des alcool-acétals justifiait entièrement le mode de déshydratation envisagé pour le dimère de la dibenzo-2.3, -6.7 subéranedione-4.5.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) J. Rigaudy et L. Nedelec, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1287.

(2) A. Favorsky, *Bull. Soc. Chim.*, 39, 1926, p. 216; **43**, 1928, p. 551; *voir* également I. Elphimoff-Felkin, *Bull. Soc. Chim.*, **12**, 1956, p. 1845.

(3) I. Elphimoff-Felkin et B. Tchoubar, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1978; I. Elphimoff-Felkin, G. Le Ny et B. Tchoubar, *Bull. Soc. Chim.*, **12**, 1956, p. 1853.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réarrangements* D-*lactoniques de bis-hydroperoxydes stéroïdes*. Note (*) de MM. **Léon Velluz, Gaston Amiard, Jacques Martel** et **Julien Warnant**, présentée par M. Charles Dufraisse.

Les bis-hydroperoxydes en 17 de la 3 α-acétoxy étiocholane 11.17-dione et de l'acétate d'estrone ont été préparés par action du peroxyde d'hydrogène. Ces dérivés se singularisent par leur réarrangement en D-lactones épimères 13 α lors de leur décomposition thermique.

Ainsi que nous l'avons décrit (1), le peroxyde d'hydrogène en éther attaque lentement et complètement, au niveau de la fonction cétone, les stéroïdes porteurs de carbonyles en 3 ou 20. Les bis-hydroperoxydes ainsi obtenus, de structures géminées, I, II, III, sont relativement stables.

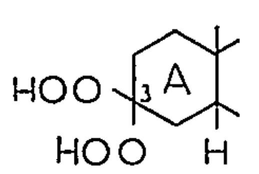
Le *t*-butanol, à la place de l'éther, permet d'accéder à de meilleures concentrations en peroxyde d'hydrogène. Par l'intermédiaire de ce solvant, nous avons fait entrer en réaction deux stéroïdes carbonylés en 17, jusque-là réfractaires à l'attaque : d'une part la 3α-acétoxyétio-cholane 11.17-dione, d'autre part l'acétate d'estrone.

On dissout la 3 α-acétoxy étiocholane 11.17-dione dans une solution *t*-butanolique de peroxyde d'hydrogène à 8 % et ajoute une goutte d'acide chlorhydrique concentré. On évapore à faible volume, sous pression réduite et à froid, jusqu'au début de la cristallisation. Rdt 83 %. La 3 α-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy 11-étiocholanone se décompose vers 190°, $[\alpha]_D \neq 0$ ($c = 0,5$ %, tétrahydrofuran).

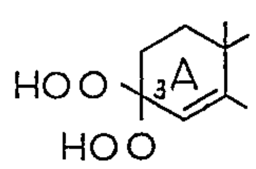
L'acétate d'estrone, traité de façon semblable, fournit 90 % de 3-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy $\Delta^{1,3,5}$-estratriène se décomposant vers 125°, $[\alpha]_D + 7°,5$ ($c = 1$ %, tétrahydrofuran).

Les bis-hydroperoxydes obtenus, de type IV, se réarrangent en D-lactones au cours de leur estérification et de leur thermolyse.

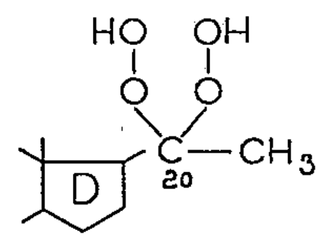
A. On sait que l'estérification des hydroperoxydes tertiaires est accompagnée, dans certains cas, d'une transposition : un oxygène de la fonction peroxydique s'insère entre les carbones d'une liaison adjacente ([2]), ([3]), ([4]).



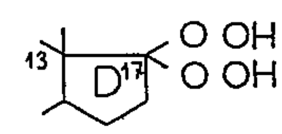
I



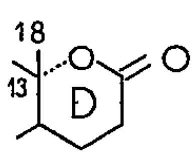
II



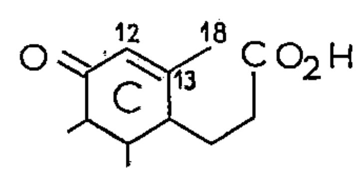
III



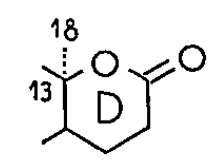
IV



V



VI



VII

Soumis à l'estérification, les bis-hydroperoxydes dérivant des 17-cétostéroïdes subissent une transposition de ce type et ne conduisent pas aux diesters normaux. Dès la température ordinaire, l'acétylation en pyridine fournit en effet les D-lactones, V, que l'on peut obtenir également, à partir des 17-cétostéroïdes, par action des peracides ([5]) ou encore du peroxyde d'hydrogène en acide acétique ([6]) ou en milieu alcalin ([7]).

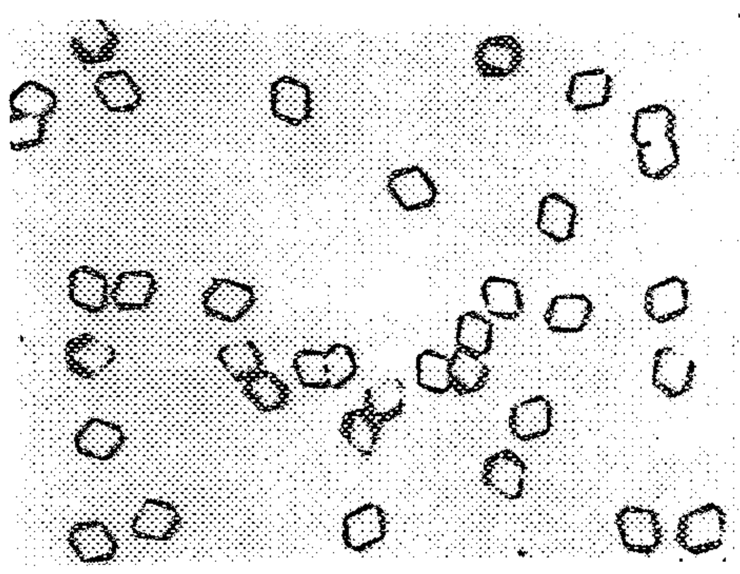
On traite la 3 α-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy 11-étiocholanone en solution pyridinique à température ambiante par l'anhydride acétique. Le produit brut fractionné par chromatographie sur alumine fournit la lactone V déjà décrite ([5]), F 182°, $[\alpha]_D + 14°$ ($c = 1$ %, chloroforme).

De la même façon, on soumet le 3-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy $\Delta^{1,3,5}$-estratriène en pyridine, à l'action de l'anhydride acétique. Après saponification et précipitation chlorhydrique, on recristallise en cyclohexanone. On obtient l'estrololactone, F 347°, $[\alpha]_D + 33°$ ($c = 1$ %, pyridine), déjà préparée par Westerfeld ([7]) et Jacobsen ([6]) par l'action du peroxyde d'hydrogène sur l'estrone.

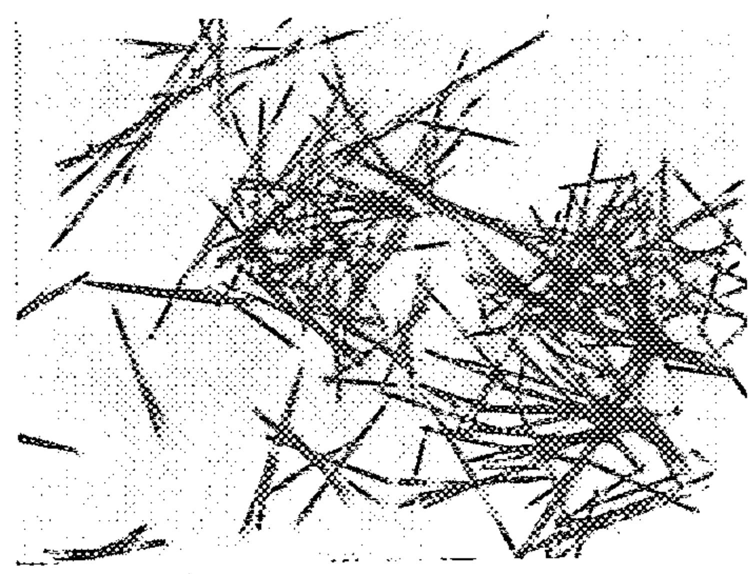
B. Des résultats nouveaux apparaissent lors de la décomposition thermique.

En effet, à partir de la 3α-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy 11-étiocholanone, l'ébullition en xylène, oxyde de butyle ou éthoxyéthanol, fournit 15 % d'une D-lactone isomère de celle décrite ci-dessus. L'isomérie résulte manifestement d'une épimérisation du carbone 13, car l'hydrolyse des deux lactones fournit le même acide 12-éthylénique, VI ([5]). Puisque l'insertion d'oxygène est réalisée par les peracides sans inversion en 13, on doit admettre que la décomposition thermique des bis-hydroperoxydes procède d'un mécanisme différent, qui peut assigner l'orientation α au méthyle angulaire 18, VII.

Il en est de même lorsqu'on décompose en toluène bouillant le bis-hydroperoxyde issu de l'acétate d'estrone. Sans doute sépare-t-on dans ce cas, après saponification, une proportion importante de l'estrololactone qui fut obtenue par Westerfeld [7]. Mais, on isole également 10 % de la



Estrololactone (cyclohexanone)



*Lumi*estrololactone (cyclohexanone)

lactone épimère, VII. Par analogie avec le cas précédent, il est raisonnable d'admettre que, dans cette dernière lactone, l'orientation du carbone 18 est α comme dans le photo-épimère de l'estrone décrit par Butenandt [8] sous le nom de *lumi*estrone. Pour cette raison, nous dénommons la nouvelle D-lactone : *lumi*estrololactone, bien qu'on l'obtienne sans irradiation.

On chauffe 30 mn, à 120-125°, une suspension de 0,2 g de 3 α-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy 11-étiocholanone dans 10 ml d'oxyde de butyle jusqu'à disparition de l'oxygène actif au papier iodo amidonné. Après refroidissement, on obtient de belles aiguilles de D-*lumi*lactone qu'on recristallise en benzène-cyclohexane. F 265°, $[\alpha]_D + 6°$ ($c = 1$ %, chloroforme).

Une suspension de 2 g de 3-acétoxy 17.17-bis-hydroperoxy $\Delta^{1,3,5}$-estratriène dans 40 ml de toluène est portée à l'ébullition pendant 20 mn. Après saponification alcaline et acidification, le produit brut est cristallisé en cyclohexanone. On obtient un mélange des deux lactones épimères qui se distinguent déjà nettement par leurs formes cristallines (photomicrographies). La séparation est réalisée par sublimation fractionnée à 210° sous 2-3 mm de mercure. La *lumi*estrololactone est recueillie dans le sublimat, puis cristallisée en cyclohexanone. F 308°, $[\alpha]_D + 10°$ ($c = 1$ %, pyridine).

L'accès direct aux D-*lumi*lactones semble difficile, voire impossible, par action du peroxyde d'hydrogène ou des peracides sur les *lumi* 17-cétostéroïdes, dont le carbonyle est trop peu réactif. A cet égard, les bis-hydroperoxydes stéroïdes offrent donc un intérêt préparatif.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) J. Warnant, R. Joly, J. Mathieu et L. Velluz, *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 331.

(2) R. Criegee, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 77, 1944, p. 22.

(3) R. Criegee, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 77, 1944, p. 722.

(4) H. WIELAND et J. MAIER, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 64, 1931, p. 1205.
(5) N. L. WENDLER, D. TAUB et H. L. SLATES, *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 3559.
(6) R. P. JACOBSEN, *J. Biol. Chem.*, 171, 1947, p. 61.
(7) W. W. WESTERFELD, *J. Biol. Chem.*, 143, 1942, p. 177.
(8) A. BUTENANDT, A. WOLFF et P. KARLSON, *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 74, 1941, p. 1308.

GÉOLOGIE. — *Remarques sur le gisement quaternaire sous-marin du Cap Creus.* Note de MM. PAUL MARS, JEAN MATHELY et JEAN PARIS, présentée par M. Louis Fage.

En 1895, Pruvot et Robert (1) publiaient une étude sur un gisement sous-marin de coquilles quaternaires au large du Cap Creus et l'attribuaient au Sicilien.

Il nous a semblé intéressant de revenir sur ce gisement dans le but d'essayer de le délimiter. Au cours des étés 1955 et 1956 nous avons entrepris une série de sondages et de dragages à l'Est de l'île Masa de Oro, à bord du *Professeur Lacaze-Duthiers*.

Le cap Creus, qui avance d'une quinzaine de kilomètres en mer, marque l'extrémité Sud du golfe du Lion. Au large de la pointe, à moins de 3 milles, la profondeur passe rapidement à 200 m, marquant le début du flanc Sud de la fosse sous-marine connue sous le nom de Rech du Cap. Entre le Cap Creus et le Rech, le plateau continental, largement étalé au Nord, se réduit à une mince bande d'à peine 3 km de largeur et sa pente est relativement forte.

Les fonds de 80 m, près de la côte, révèlent des îlots de cailloutis avec galets de quartz déjà signalés par Pruvot et Robert. Par endroits la drague arrache des plaques de conglomérats, qui montrent des dragées de quartz noyées dans un ciment grossier. L'examen en lames minces révèle un ciment calcaire d'origine marine avec des débris de minéraux métamorphiques : andalousite, staurotide, grenat, hornblende. Des galets schisteux sont parfois présents dans les cailloutis.

A partir de l'isobathe — 100 m les dragues reviennent bourrées de coquilles variées avec prédominance de valves entières de Lamellibranches. Les sédiments associés, peu abondants, sont des cailloutis grossiers pétris de débris de coquilles. Ils sont surtout caractérisés par leur faible teneur en éléments fins. Ce phénomène, qui tranche nettement sur l'aspect des sédiments des régions voisines, peut s'expliquer par une intensité particulière des courants.

Le promontoire du Cap forme un obstacle sur lequel viennent buter les courants de direction Nord-Sud. Leur déflexion vers le large crée une zone de forte turbulence que nous avons maintes fois observée. Il est vraisemblable que ces conditions empêchent toute sédimentation fine.

Sur le flanc Sud du Rech à partir de l'isobathe — 200 m la drague ramène de la vase bleue contenant encore quelques coquilles avec de rares valves de *Cyprina islandica* L.

La majeure partie de la faune fossile se trouve donc répartie aux abords de l'isobathe — 130 m. La limite Nord du gisement sur cet isobathe se trouve au point de coordonnées : 3°20'30" longit. Est-42°20'10" lat. Nord; et sa limite Sud au point de coordonnées : 3°22'28" longit. Est-42°18'30" lat. Nord.

La faune du gisement du Cap Creus était jusqu'ici connue par les 22 espèces citées par Pruvot et Robert. Après les dragages que nous avons effectués, le nombre des espèces se trouve porté à 78 et atteindrait même 88 si l'on y ajoutait des espèces présentes dans des stations voisines, indépendantes du gisement lui-même, mais dont la faune, quoique bien moins riche, est du même type.

La multiplication des dragages a permis d'avoir une idée assez nette de l'abondance relative des espèces ainsi que de leur répartition bathymétrique dans les limites du gisement. Parmi celles nouvellement découvertes, plusieurs sont très caractéristiques (*Polynices pallida* Brod. et Sow., *Sipho fusiformis* Brod., *S. ebur* Mörch, *Buccinum undatum* L., *B. groenlandicum* Chem., *Spisula elliptica* Brown, *Macoma calcarea* Chem., *Saxicava pholladis* L.), car elles font partie de faunes exclusivement atlantiques de type froid. Du point de vue thermique, il importe de considérer que les espèces « froides » ne sont pas seulement des unités dans une liste : elles donnent, par leur abondance, un cachet tout particulier au fond même de la faune, qui apparaît, en définitive, beaucoup plus froide que celles de tous les autres gisements quaternaires méditerranéens jusqu'ici connus.

Malgré la présence de types arctiques, elle s'écarte cependant nettement de la faune de la région arctique, avec laquelle elle ne conserve qu'un faible pourcentage d'espèces communes (17 %). Ce rapport établi, il reste à comparer la faune fossile du Cap Creus à celles des autres provinces malacologiques, boréale, celtique, atlantique-lusitanienne, méditerranéenne.

Il convient alors de tenir compte non plus seulement des seuls pourcentages (respectivement 65, 73, 88 et 79%), mais aussi des indices d'abondance qui font ressortir le rôle exceptionnellement important des espèces suivantes : *Modiolus modiolus* L., *Mytilus edulis* L., *Cyprina islandica* L., *Mya truncata* L., *Saxicava pholadis* L., *Chlamys septemradiata* Müller, *Buccinum undatum* L.). On arrive alors à conclure que c'est avec la faune de la province celtique que les affinités sont les plus grandes. Du point de vue bathymétrique, l'étude des faunes par stations, ainsi que la répartition de chaque espèce dans le gisement, démontre que la faune du Cap Creus a dû vivre sous une épaisseur d'eau inférieure de 75 à 85 m à l'actuelle. Elle correspondrait donc en principe à une période de régression en Médi-

terranée. Les assemblages d'espèces révèlent l'existence de biocénoses diverses, altérées par les dragages, et de faciès vaseux alors que la vase est aujourd'hui absente des mêmes stations.

On a été tenté, à première vue, de considérer la faune de ce gisement comme sicilienne caractéristique. Gignoux disait qu'aucun autre gisement ne présentait plus de ressemblance avec celui de Ficarazzi, sur la base des espèces alors connues, notamment *Chlamys septemradiata* Müller, *Astarte sulcata* Da Costa, *Tapes rhomboïdes* Pen., *Chlamys islandica* (Müller), *Modiolus modiolus* L., *Cyprina islandica* L., *Panopæa norvegica* Speng., *Mya truncata* L.

Du fait que nous ayions ajouté à cette énumération diverses espèces atlantiques et nordiques, nous devons aujourd'hui reconnaître qu'il existe de grandes différences entre les gisements de Palerme et du Cap Creus : au Cap Creus, les espèces nordiques immigrées sont extrêmement représentatives par leur abondance en individus, numériquement elles constituent 20 % de la faune. A Palerme, elles ne représentent que 4 % d'un ensemble beaucoup plus riche et varié, où elles ne sont très souvent que des repères épars.

Il est également très intéressant que nous ne trouvions au Cap Creus aucun individu d'espèce éteinte, alors qu'à Palerme persistent 3 à 4 % de types pliocènes qui disparaissent avec le Sicilien. Ce seul fait suffirait à laisser penser que le gisement du Cap Creus est d'âge plus récent, ce que, sur d'autres bases, J. Bourcart (2) paraît avoir déjà admis.

(1) G. Pruvot et A. Robert, *Arch. Zool. exp. et gén.*, 3e série, 5, 1897, p. 498.

(2) *Vie et Milieu*, 6, fasc. 4, 1955, p. 435.

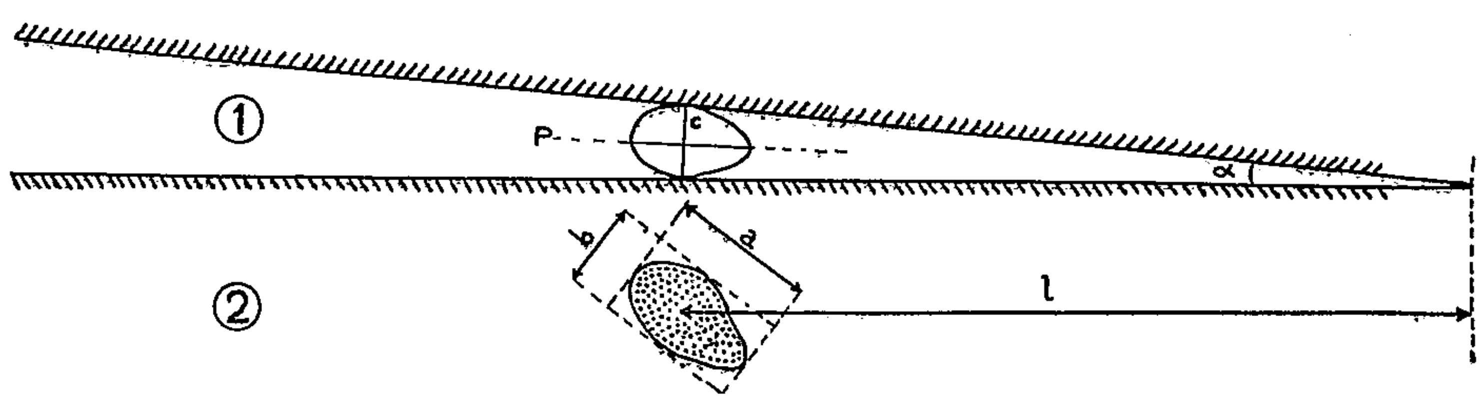
SÉDIMENTOLOGIE. — *Emploi d'un dièdre de verre en analyse granulométrique.* Note de MM. **Gabriel Lucas** et **André Rosfelder**, présentée par M. Charles Jacob.

L'emploi d'un dièdre facilite la mesure des trois diamètres orthogonaux des particules sableuses, permet l'analyse statistique rapide des dimensions minima et rend plus aisées les reconnaissances et mesures morphoscopiques et minéralogiques associées. Son utilisation complète l'analyse granulométrique par tamisage.

La méthode d'analyse granulométrique la plus courante est le tamisage qui traduit en série de fréquences le diamètre du cercle circonscrit à la section minimum des particules. En définissant suivant l'usage par a, b et c, respectivement les diamètres maximum, intermédiaire et minimum d'une particule suivant deux sections orthogonales; b qui correspond au cercle circonscrit à la section minimum est donc le caractère analysé. Bien que

ce diamètre intermédiaire *b* s'approche généralement du diamètre nominal et laisse admettre ainsi que le tamisage traduise le volume en série de fréquences, cette méthode ne suffit pas à fournir une connaissance exhaustive des dimensions des particules.

L'emploi d'un dièdre de verre, suggéré par l'un de nous (G. L.), permet de compléter les données de tamisage, en facilitant en outre les examens minéralogiques et morphoscopiques associés. Cet emploi est basé sur le fait qu'une particule quelconque glissant dans un dièdre se coincera le plus probablement suivant sa moindre épaisseur, c'est-à-dire son diamètre *c*. La répartition d'une population sableuse dans un dièdre s'établira ainsi préférentiellement suivant les diamètres *c* (*fig. ci-jointe*).



Des expériences nous ont montré que les grains en plaquette et en disque (rapport $b/c \geqq 2$) se disposent en quasi-totalité suivant leur diamètre *c*. Les grains en cylindre et en sphère se disposent suivant leur diamètre *c*, avec une légère dispersion d'écart de l'ordre de $(b-c)/10$ pour $b/c = 1,2$ et de $(b-c)/5$ pour $b/c = 1,1$. Cette dispersion s'atténue encore si le dièdre est soumis à une vibration. On doit en outre considérer que cette dispersion est également en relation avec la sphéricité du grain qui accroît la difficulté de différencier rigoureusement *b* et *c* et introduit une erreur dans leurs mesures directes. Nous pouvons donc conclure que la disposition des grains suivant leur diamètre minimum se fait avec une exactitude suffisante.

Le dièdre que nous avons employé est composé de deux glaces planes ordinaires du commerce de 120×105 mm et 4,5 mm d'épaisseur, tenues par deux montures à axe dont l'écartement est réglé par écrous et vérifié par un jeu de cales. La planéité des glaces et le montage, certainement perfectibles, ont néanmoins suffi à donner des mesures au 1/100e de millimètre de précision pour les sables de plage étudiés.

Mise en place du prélèvement. — La mise en place du prélèvement est effectuée par l'ouverture du dièdre entaillé en versoir. Pour éviter l'encombrement, il nous est apparu que le nombre de grains à utiliser doit répondre à la formule approximative : $N = S/50\, d^2$ (où S = surface du dièdre et d = diamètre du grain moyen), soit environ 200 grains pour un matériel

sableux courant ($d = 1$ mm). Une vibration du dièdre durant 30 s à 1 mn suffit à disperser les grains bloqués par d'autres. Cette vibration est obtenue en attouchant la monture du dièdre avec une pointe ou un battant vibrant sur courant alternatif.

Emploi pour la mesure absolue des trois diamètres. — Suivant sa conception initiale, le dièdre permet en premier lieu la mesure des trois diamètres orthogonaux des particules (*fig.* 2) : le premier (c) est donné par la distance de la particule à l'axe du dièdre ($c = l \operatorname{tg}\alpha$); les deux autres ($a$ et b) situés dans le plan P bissecteur du dièdre sont mesurés sous oculaire micrométrique. Plus pratiquement, on place le dièdre avec le prélèvement sur la platine d'un agrandisseur et les mesures sont directement effectuées sur l'image fixée sur le papier. Des graduations gravées sur la face externe du dièdre facilitent la lecture directe de c en fonction de l'écartement étalonné. Cette première application du dièdre permet de mesurer des diamètres orthogonaux entre eux sans avoir à recourir à l'inclusion des particules dans des réglettes à section carrée de matériau transparent suivant la technique de C. W. H. Hulbe [1].

Emploi en analyse statistique. — L'analyse statistique du prélèvement suivant son diamètre c est effectué par comptage sur document photographique. Nous avons opéré sur échantillon moyen d'une population sableuse et sur les fractions de tamisage de cette population, obtenant dans ce dernier cas la répartition du diamètre minimum pour chaque fraction, de diamètre intermédiaire moyen connu. On peut traduire complètement les données, après comptage dans chaque intervalle, en histogrammes ou courbes cumulatives qui nous ramènent aux problèmes habituels de la statistique granulométrique. Mais un simple comptage rapide suffit pour obtenir les données essentielles : diamètre c du grain maximum (origine), du grain 5 %, du grain 16 %, du grain 50 % (grain médian), du grain 84 %, du grain 95 % et du grain minimum (100 %) qui nous permettent d'aboutir au grain moyen, à l'indice de classement (*deviation measure*) et à l'indice d'asymétrie (*skewness*) en échelle de Phi et suivant le groupe de mesures homogènes dont la description a été donnée par D. L. Inman [2].

(Il faut noter toutefois que le tamisage donne des séries de fréquences en poids, tandis que le comptage sur dièdre en donnera en nombre d'individus. Le développement de cette question particulière sera repris dans une publication détaillée.)

Emploi en analyse morphoscopique. — Les mesures de sphéricité (ou aplatissement) nous ramènent aux mesures absolues des trois diamètres que nous avons déjà abordées. L'examen de l'aspect de surface (examen direct à la loupe binoculaire ou au microscope) et les mesures portant sur l'arrondi des grains (examen sur document photographique) sont plus aisément mises

en relation avec celles qui font intervenir les dimensions linéaires et restent constamment relatives au plan P portant *a* et *b*, plan de projection maximum de la particule.

Emploi en méthode d'immersion. — En incluant dans le dièdre une liqueur d'indice 1,54 (*o*-nitrotoluène, *o*-dichlorobenzène ou solution nitrobenzène + benzène) on obtient un nouveau document photographique qui, par comparaison avec le document normal, permet de reproduire les statistiques et mesures précédentes sur le quartz, les minéraux opaques et les minéraux fortement biréfringents alors nettement différenciés.

Le propos de cette Note était de présenter ce dièdre comme outil d'analyse granulométrique et d'en indiquer les possibilités d'emploi. L'étude théorique de la méthode et les résultats qu'elle permet d'obtenir en relation avec les méthodes en usage feront l'objet d'une prochaine publication plus étendue de l'un de nous (A. R.).

(1) *J. Sed. Petr.*, 25, 1955, p. 302-303.
(2) *Ibid.*, 22, 1952, p. 125-145.

PHYSIQUE DE L'ATMOSPHÈRE. — *L'observation photoélectrique de l'activité aurorale aux basses latitudes.* Note (*) de M. **Daniel Barbier**, transmise par M. Jean Cabannes.

Des observations photométriques, faites à l'Observatoire de Haute-Provence, sur la raie 6 300 Å de l'oxygène montrent assez fréquemment des phénomènes auroraux.

Dans une publication antérieure (1) j'ai montré qu'il est possible de détecter photoélectriquement des aurores polaires invisibles à l'œil nu. Le filtre utilisé était un filtre de verre coloré de longueur d'onde efficace 3 600 Å.

Mon attention ayant été ainsi attirée sur l'observation des aurores faibles, j'ai fait construire un nouveau photomètre destiné en partie à cette étude, qui, comme les autres est en fonctionnement à l'Observatoire de Haute-Provence (latitude géomagnétique 45°,7). Il est équipé plus spécialement pour l'étude de la raie 6300 Å de l'oxygène, à la fois parce que cette raie est très caractéristique de l'aurore de basse latitude et parce que ses variations dans la luminescence nocturne obéissent à des lois simples (2) qui permettent de mettre bien en évidence des anomalies.

L'intensité de la luminescence nocturne est enregistrée tout autour de l'horizon à 75° de distance zénithale. Les seules grosses anomalies de distribution de cette intensité ont été observées dans la direction du Nord géographique (azimut du maximum de l'anomalie de 150 à 200°). Nous pensons que ces manifestations sont liées à l'activité aurorale. Celles que

nous avons pu observer depuis la mise en service du nouveau photomètre jusqu'à la fin de janvier sont rassemblées dans le tableau suivant.

Date.		I.	K_p.	Type.	Date.		I.	K_p.	Type.
10 mars	1956....	1 100	6_0	AR	27 novembre	1956....	3 600	5_+	AR
3 août	»	200	2_-	QR	2 janvier	1957....	6 700	6_-	AR
3 septembre	»	140	2_+	QR	21 «	»	140 000	9_-	AR
8 septembre	»	600	6_0	QR	22 »	»	420	4_0	QR
26 octobre	»	3 700	7_-	AR	28 »	»	4 000	2_+	AB
9 novembre	»	3 900	6_0	AR	29 »	»	560	6_-	QR

La date est celle du début de la nuit; l'intensité, exprimée en méga-quanta par seconde dans une colonne (inclinée) de 1 cm² de section de droite, est l'intensité maximum observée; K_p est la valeur maximum au cours de la nuit de l'indice magnétique planétaire de Bartels. La dernière colonne donne des indications sur la nature de l'aurore : Q et A signifient quiescente et active; R et B rouge et blanche.

Par aurore quiescente, nous entendons une aurore qui évolue lentement au cours de la nuit, l'enregistrement de l'intensité en fonction de l'azimut présente un contour arrondi.

Par aurore active, nous entendons une aurore qui, au cours de la nuit, pendant certaines périodes, subit des variations rapides d'intensité. Son contour est alors pointu et souvent accompagné de maxima secondaires.

Il semble que l'aurore quiescente soit le plus souvent une séquelle de l'aurore active. C'est ainsi que l'aurore Q du 3 septembre fait suite à l'activité magnétique élevée qui a été enregistrée dans la matinée du même jour ($K_p = 6_+$), que l'activité aurorale du 22 janvier fait suite à la grande aurore du 21 janvier.

Les aurores signalées comme rouges sont celles pour lesquelles la radiation 6300 est bien plus intense que toutes les autres radiations que nous avons pu examiner; c'est la seule visible dans les aurores R faibles. Une aurore, celle du 28 janvier (d'ailleurs vue à l'œil), pour laquelle il en était autrement, a été désignée comme blanche.

Lorsque l'activité magnétique atteint ou dépasse $K_p = 6$, une activité aurorale est toujours observée. Pour $K_p = 5$, il n'en est pas ainsi, par exemple le 6 avril 1956 ($K_p = 5_+$) et le 1er octobre 1956 ($K_p = 5_-$) les enregistrements sont normaux.

Il y a une certaine analogie d'apparence entre les faibles aurores quiescentes et le maximum du Nord de la raie rouge observé normalement dans la luminescence nocturne. Peut-être lorsque ce dernier est anormalement fort, le renforcement pourrait-il être attribué à une faible activité aurorale.

Les aurores actives du tableau sont, je pense, des aurores vraies correspondant en général à l'observation des sommets de rayons auroraux. L'aurore du 21 janvier a même formé un arc dont les deux intersections

avec le cercle de 75° de distance zénithale apparaissent sur les enregistrements.

Ce que nous appelons, ici, aurore quiescente n'est probablement pas une aurore vraie, au sens usuel du terme, c'est-à-dire un phénomène lumineux ayant une structure. Il semblerait plutôt qu'il s'agisse d'une couche lumineuse assez uniforme qui se constituerait à l'occasion d'une aurore et qui subsisterait parfois plus de 24 h.

(*) Séance du 11 mars 1957.
(1) *Ann. Astroph.*, 16, 1953, p. 96.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1809.

CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Cytologie de l'embryogénèse chez* Lens culinaris *L.* Note (*) de M. **Pierre Rondet**, présentée par M. Roger Heim.

Au cours de l'embryogénèse, les cellules embryonnaires présentent des alternatives de dédifférenciation et de différenciation précédant le développement cotylédonaire et l'initiation du sommet végétatif.

Si l'embryogénèse végétale apparaît très étudiée du point de vue morphologique et histologique, l'évolution cytologique des cellules embryonnaires au cours de l'embryogénèse est pratiquement inconnue. Nous considererons le développement des embryons de *Lens culinaris* L. depuis le zygote jusqu'au stade du développement complet de l'axe hypocotylaire.

Aussitôt après la fécondation, le zygote (*fig.* 1) est caractérisé par un chondriome punctiforme dont les chondriosomes, en partie autour du noyau, sont parfois couplés. Certains d'entre eux présentent une forme vésiculeuse et de très petits amyloplastes sont mis en évidence par la méthode de Guilliermond. L'appareil vacuolaire comprend, en général, deux grandes vacuoles qui renferment parfois des précipités. Les divisions cellulaires successives donnent naissance à un embryon allongé, puis sphérique. Au cours de ces premiers stades, le chondriome n'offre pas de variations importantes. Très rapidement, l'embryon sphérique atteint un diamètre de 70 μ, mais aucune évolution cytologique ne permet encore de déceler une différenciation d'organes.

Par contre, lorsque l'embryon atteint un diamètre minimum de 100 μ, on constate une différence cytologique très marquée au pôle végétatif. A ce niveau (*fig.* 2) se distingue un petit massif de cellules caractérisées par leur cytoplasme dense à vacuoles très réduites, leur volumineux noyau et leur chondriome punctiforme. Hors de cette région, le chondriome présente des chondriocontes et de nombreux chondriosomes vésiculeux. L'appareil vacuolaire est plus développé.

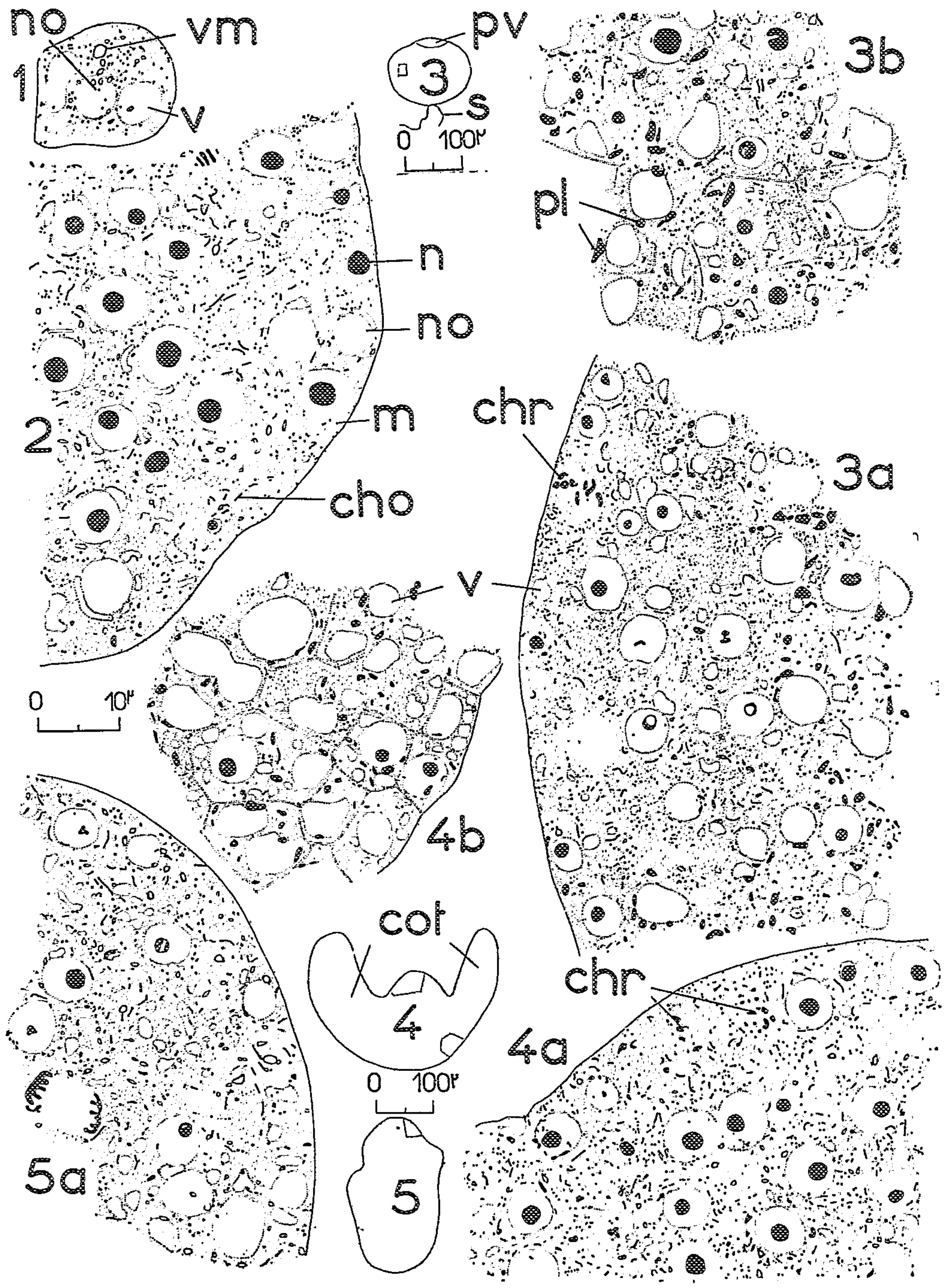
Cette évolution cytologique s'accentue aux stades suivants dans lesquels l'embryon tend à devenir hémisphérique avant l'initiation cotylédonaire. Dans des embryons dont le grand diamètre mesure 150 μ et le plus petit 120 μ (*fig.* 3) se différencient des plastes très gros et très abondants (*fig.* 3 *b*), dont nous déterminerons ultérieurement la nature exacte par voie cytochimique. Les cellules embryonnaires possèdent alors des vacuoles très développées et un chondriome pauvre en mitochondries. Ces plastes très caractéristiques envahissent tout le corps embryonnaire et remontent presque jusqu'à l'extrémité apicale du pôle végétatif (*fig.* 3 *a*).

Au cours de l'initiation et du développement cotylédonaires, une dédifférenciation se produit au niveau de la partie apicale du pôle végétatif (*fig.* 4 *a*). Les plastes volumineux ont disparu, tandis que le cytoplasme devient plus dense et que le rapport nucléoplasmique s'est élevé. Le chondriome est constitué, soit par des chondriosomes punctiformes ou allongés, soit par des mitochondries vésiculeuses. Dès ce stade le sommet végétatif de l'embryon est formé, tandis que l'axe hypocotylaire devient plus apparent. Les énormes plastes régressent progressivement des autres régions embryonnaires. Dans un stade ultérieur (*fig.* 5), dans lequel l'axe hypocotylaire atteint son développement maximum avant l'apparition de la racine, les cellules embryonnaires possèdent un chondriome peu fourni en mitochondries, mais riche en chondriosomes vésiculeux ou allongés. Les vacuoles, petites au niveau du point végétatif, deviennent plus grandes dans l'axe hypocotylaire. Les cellules cotylédonaires très différenciées, possèdent de larges vacuoles ainsi que de gros amyloplastes.

Le comportement des nucléoles est très particulier. La substance nucléolaire diminue pendant toute l'embryogénèse. Le diamètre des nucléoles se maintient relativement au début, puis décroît brusquement lorsque l'embryon atteint 160 μ dans sa plus grande dimension (phase de différenciation générale). Au lieu de 4,2 à 3,4 μ, le diamètre se tient entre 3,4 et 2,5 μ et descend à 1,7 μ à l'apex végétatif où cet état reste stable pendant quelque temps. Cette régression s'accentue encore lors de l'initiation des cotylédons où les nucléoles mesurent de 1,7 à 3,4 μ (embryon de 170 μ).

Un peu plus tard, on note une légère recrudescence de substance nucléolaire dans les cotylédons en formation, mais les nucléoles continuent à diminuer, comme par épuisement dans l'axe hypocotylaire, malgré le reste d'activité apparente de cette région.

L'embryogénèse de *Lens culinaris* L. se caractérise donc au début par une différenciation générale très accusée de la masse embryonnaire, suivie d'une dédifférenciation précédant le développement des cotylédons et la prolifération du matériel cellulaire qui formera plus tard le méristème apical. Le territoire apical qui s'étend alors ne montrera un début d'organisation qu'après cette phase de prolifération et de dédifférenciation,



Embryon de *Lens culinaris* L.
Coupes longitudinales axiales (Regaud; hématoxyline; 2 µ).

Fig. 1. — Embryon unicellulaire.
Fig. 2. — Région du pôle végétatif d'un embryon sphérique de 97 µ.
Fig. 3. — Embryon hémisphérique de 124/154 µ; 3*a* : zone apicale embryonnaire; 3*b* : zone plus interne.
Fig. 4. — Embryon avec les deux cotylédons et l'axe hypocotylaire en voie de développement; 4*a* : zone dédifférenciée; 4*b* : zone différenciée.
Fig. 5. — Embryon à axe hypocotylaire bien développé (175 µ); 5*a* : partie apicale.
m : mitochondries; *cho* : chondriocontes; *vm* : vésicules mitochondriales; *v* : vacuole; *no* : noyau; *n* : nucléole; *chr* : chromosome; *pl* : plaste; *pv* : pôle végétatif; *s* : suspenseur; *cot* : cotylédon.

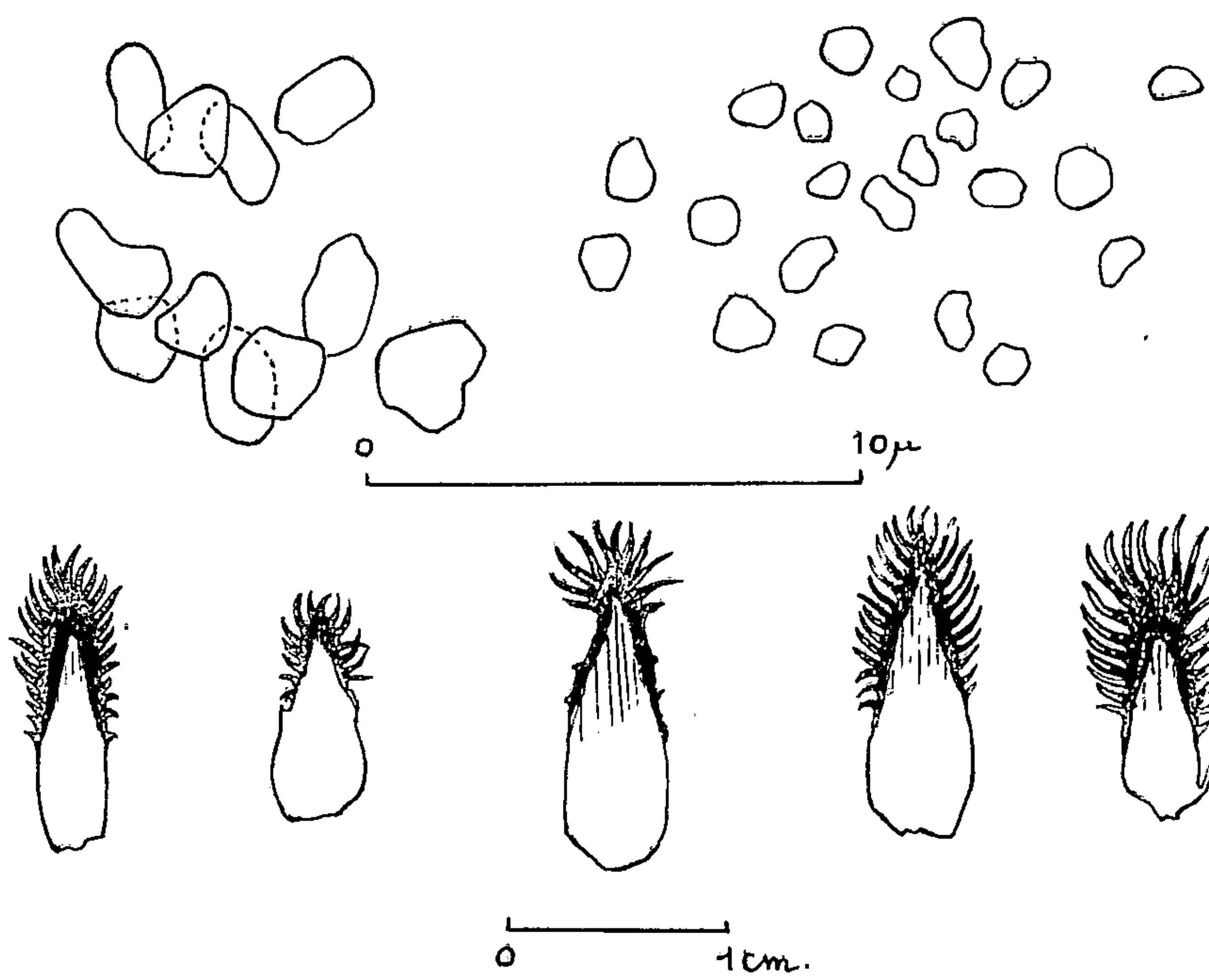
lorsque des feuilles épicotylées commenceront à s'édifier à partir de ce matériel.

(*) Séance du 25 mars 1957.

CARYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Quelques remarques sur les relations cytogénétiques entre les* Centaurea montana *L. et* Triumfetti *All.* Note (*) de M. Marcel Guinochet, présentée par M. Roger Heim.

Au cours de recherches sur le genre *Centaurea* il m'a été donné, à ce jour, d'effectuer les observations caryologiques suivantes parmi les espèces vivaces (*Perennes* Boiss.) de la Sect. *Cyanus* Cass. : *C. montana* L. (Hautes-Alpes, au Lautaret), $2n = 44$; *C. Triumfetti* All. var. *stricta* Hayek (Alpes-Maritimes, à Vignols), $2n = 22$ (1), var. *adscendens* Hayek = *C. lugdunensis* Gaud. (Rhône, à Couzon-au-Mont-d'Or), $2n = 22$, var. *seuseana* Gugler (Alpes-Maritimes, à Thorenc), $2n = 44$. D'autre part, des essais de croisements entre ces plantes ont permis d'obtenir les hybrides F_1 *C. Triumfetti* var. *adscendens* × *C. montana* et *C. montana* × *C. Triumfetti* var. *seuseana*. Comme prévu, le premier est bien à $2n = 33$; il offre des caractères nettement intermédiaires entre les deux parents, en ce qui concerne l'appareil végétatif, notamment la forme et le rapport longueur/largeur des feuilles; par contre les écailles involucrales se rapprochent du type *adscendens*. Quant à l'hybride *C. montana* × *C. Triumfetti* var. *seuseana*, il est, bien entendu, à $2n=44$ et il montre, lui aussi, des caractères intermédiaires entre les parents pour la forme, le rapport longueur/largeur ainsi que pour la densité de l'indument des feuilles; dans ce cas également, et peut-être même plus encore que dans le précédent, les écailles involucrales sont assez nettement du type *seuseana*, notamment par leurs cils bien différenciés, d'un blanc argenté brillant, plus longs que la largeur de la bande marginale brune. Mais le fait vraiment remarquable est que, lors de la méiose, l'hybride *C. Triumfetti* var. *adscendens* × *C. montana* forme 11 trivalents et l'hybride *C. montana* × *C. Triumfetti* var. *seuseana* 22 bivalents, dont il n'est malheureusement pas possible, pour le moment, de préciser s'ils sont auto- ou allosyndétiques. Bien que la descendance de ces hybrides n'ait pu être suivie, les résultats précédents établissent déjà nettement la forte parenté chromosomique de ces formes qui sont certainement très incomplètement isolées sexuellement. On comprend, dès lors, les hésitations des monographes du genre *Centaurea* à propos du traitement taxinomique à appliquer aux *C. montana* et *C. Triumfetti*, et, notamment, celles de J. Briquet, qui fut certainement l'un des meilleurs connaisseurs de ces deux espèces : après les avoir

réunies en une espèce collective ([2]), il les a, par la suite, catégoriquement séparées ([3]), ce qui peut se justifier du point de vue de la morphologie externe mais probablement pas du point de vue cytogénétique.



En *haut*, les 11 trivalents (à gauche) et les 22 bivalents (à droite) formés lors de la métaphase I chez les hybrides *C. Triumfetti* var. *adscendens* × *C. montana* et *C. montana* × *C. Triumfetti* var. *seuseana*. *En bas*, et de gauche à droite, écailles moyennes du péricline de *C. Triumfetti* var. *adscendens*, de *C. Triumfetti* var. *adscendens* × *C. montana*, de *C. montana*, de *C. montana* × *C. Triumfetti* var. *seuseana* et de *C. Triumfetti* var. *seuseana*.

Il est, d'autre part, intéressant d'observer que les *C. Triumfetti* var. *stricta* et var. *adscendens*, à $2n = 22$, sont les deux formes qui ont les aires de distribution géographique les plus réduites et situées dans la zone de contact entre celles du *C. montana* ([4]) montagnarde médio-européenne, et *C. Triumfetti* var. *seuseana* subméditerranéo-montagnarde, atteignant, au Sud, l'Atlas marocain. Les *C. Triumfetti* var. *stricta* et var. *adscendens* pourraient donc peut-être représenter les souches — ou, du moins, leurs descendants plus ou moins directs — des formes du groupe *C. montana* — *C. Triumfetti* dont le berceau d'origine serait alors vraisemblablement à situer dans la zone des massifs alpins et de ceux qui leur succèdent à l'Est en Asie occidentale. Cette situation est à rapprocher de celle du *C. Jacea* L. *sens. str.* ([5]).

(*) Séance du 25 mars 1957.

([1]) V. Poddubnaja-Arnoldi, *Beih. Bot. Centr.*, 48, 1931, p. 141-237, a indiqué $n = 20$ pour le *C. Fischeri* Willd. qui est une race caucasienne du *C. Triumfetti* All. *sens. lat.*

([2]) J. Briquet, *Monographie des Centaurées des Alpes-Maritimes*, Bâle, Genève et Lyon, 1902, 186 pages.

([3]) E. Burnat, J. Briquet et F. Cavillier, *Flore des Alpes-Maritimes*, 7, Genève, 1931, p. 141-142.

([4]) Cette espèce comporte d'ailleurs peut-être des formes à $2n = 22$ comme le suggérerait le nombre $n = 12$ indiqué pour cette espèce par R. Fritsch, *Diss. Univ. Berlin*, 1935, cité par G. Tischler, *Tab. Biol.*, 16, 1938, p. 191.

([5]) M. Guinochet, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1783.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Éricacées. Développement de l'embryon chez le* Rhododendron ferrugineum *L.* Note (*) de Mme **Marie Veillet-Bartoszewska**, présentée par M. René Souèges.

Dans la famille des Éricacées, le type embryonomique n'a été déterminé, jusqu'ici, que chez une espèce où l'embryon est très peu différencié, le *Pyrola rotundifolia*. Les lois du développement sont, ici, établies avec précision chez le *Rhododendron ferrugineum*. Comme le *Pyrola*, cette espèce appartient à la deuxième période de la classification embryogénique et se rattache à l'archétype du *Samolus Valerandi*.

Nous possédons fort peu de renseignements sur l'embryogénie des Éricacées. Le mode de développement de l'embryon n'a, jusqu'ici, été suivi, de façon complète et précise, que chez une Pyrolée, le *Pyrola rotundifolia* L. ([1]); or, dans cette espèce, l'embryon de la graine mûre n'est pas très développé : la partie cotylée est réduite à quelques gros blastomères indifférenciés, la région hypocotylée montre un dermatogène plus ou moins net, mais ne permet de distinguer de façon précise ni périblème ni plérome et la coiffe ne se développe pas. Il nous a paru intéressant d'étudier le mode de construction de l'embryon chez une Éricacée où toutes les parties du corps embryonnaire sont bien reconnaissables, le *Rhododendron ferrugineum* L. ([2]).

La cellule apicale, *ca*, du proembryon bicellulaire (*fig.* 1) se divise transversalement en deux cellules, *cc* et *cd* (*fig.* 2); puis *cb* donne également deux cellules superposées, et ces quatre éléments forment une tétrade *première* linéaire en C_2 (*fig.* 3). Les cellules issues de *cb* ne donnent naissance qu'à un très petit nombre d'éléments superposés qui formeront la partie inférieure du long suspenseur filamenteux; elles n'interviennent en aucune façon dans la construction de l'embryon proprement dit.

La cellule *cd* se divise en deux éléments superposés, *m* et *ci*, tandis que la cellule *cc* donne deux éléments juxtaposés : il se forme ainsi, à partir de la cellule apicale, *ca*, une tétrade *seconde* en A_2 (*fig.* 4). La cellule inférieure de cette tétrade, *ci*, donne deux cellules superposées, *n* et *n'* (*fig.* 5 et 6) dont la première, *n*, formera le primordium de la coiffe; l'inférieure, *n'*, donnera naissance à la plus grande partie du suspenseur (*fig.* 14 à 18). Mais la cellule *n* se divise aussi parfois en deux éléments superposés, n_1 et n_2 (*fig.* 14), dont l'inférieur contribue peut-être à l'édification du suspenseur.

Les deux cellules juxtaposées de l'étage supérieur, *cc*, de la tétrade forment quatre quadrants, *q*, situés dans un même plan horizontal (*fig.* 7 et 8), puis deux étages d'octants,

l et *l'* (*fig.* 9, 10 et 11). Les octants supérieurs, *l*, donnent naissance à la région cotylée *sensu lato* : ils prennent d'abord des cloisons périclines qui isolent très tôt le dermatogène (*fig.* 12, 13 et 14); plus tard s'individualisent la partie cotylée *sensu stricto* (*pco*) et l'épicotyle (*pvt*) (*fig.* 28 et 29). Les octants inférieurs, *l'*, forment la plus grande partie de la région hypocotylée : des cloisons verticales isolent d'abord le dermatogène (*fig.* 12, 13

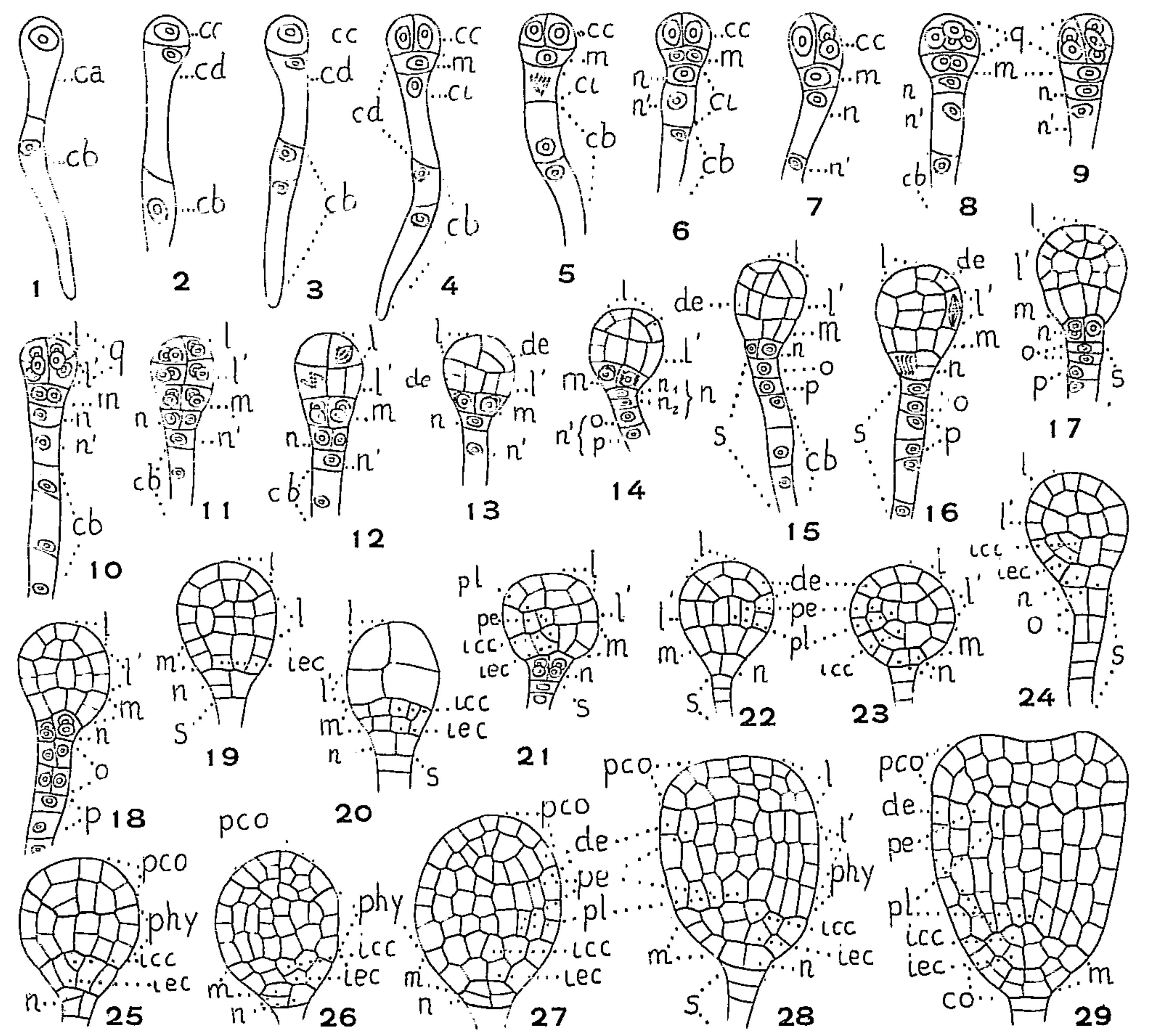


Fig. 1 à 27. — *Rhododendron ferrugineum* L. — Les principaux termes du développement de l'embryon. *ca*, cellule apicale et *cb*, cellule basale du proembryon bicellulaire; *cc*, cellule-fille supérieure de *ca*; *cd*, cellule-fille inférieure de *ca*; *q*, quadrants; *l*, octants supérieurs ou partie cotylée; *l'*, octants inférieurs ou partie supérieure de l'hypocotyle; *m*, cellule fille supérieure de *cd* ou partie inférieure de l'hypocotyle; *ci*, cellule-fille inférieure de *cd*; *n*, cellule-fille supérieure de *ci* formant la portion médiane de la coiffe, *co*; *n'*, cellule-fille inférieure de *ci*; *o* et *p*, cellules filles de *n'* qui forment la plus grande partie du suspenseur, mais dont le nombre des descendants n'a pas pu être fixé avec certitude; *pco*, partie cotylée; *phy*, partie hypocotylée; *de*, dermatogène; *pe*, périblème; *pl*, plérome; *icc* et *iec*, initiales de la stèle et de l'écorce au sommet radiculaire; *s*, suspenseur. G. = 370.

et 14); le périblème et le plérome se différencient souvent de façon très précoce, lorsque *l'* n'a encore qu'une hauteur de cellules (*fig.* 21 et 22); mais on assiste parfois aussi à la division préalable de *l'* en deux couches de cellules superposées (*fig.* 16).

La cellule intermédiaire, *m*, de la tétrade *seconde* se divise plus ou moins tôt en deux, puis quatre éléments juxtaposés (*fig.* 11 et 12); des cloisons périclines délimitent ensuite

(*fig.* 14, 15 et 16), vers l'extérieur, le dermatogène, vers l'intérieur, quatre éléments circumaxiaux qui donneront naissance aux initiales de la stèle (*icc*) et de l'écorce (*iec*) de la racine par l'un ou l'autre des deux processus suivants : 1° dans certains cas, une cloison transversale (*fig.* 19) isole une cellule inférieure, *iec*, et une cellule supérieure; celle-ci se divise ensuite verticalement pour donner, vers l'axe, les initiales du plérome de la racine (*icc*) et, vers l'extérieur, les éléments inférieurs du périblème (*fig.* 20); 2° dans d'autres cas, qui semblent les plus fréquents, les initiales du plérome, *icc*, sont isolées d'emblée par une cloison en verre de montre (*fig.* 21, 23, 24 et 25), comme il est de règle chez le *Samolus Valerandi* L. (3). Les éléments périphériques de l'étage *m* contribuent à la formation des parties latérales de la coiffe.

Ce mode de développement est tout à fait voisin de celui du *Samolus Valerandi*; on remarque cependant une certaine variabilité dans l'origine de la coiffe et dans le mode de formation des initiales du périblème et du plérome de la racine. On constate aussi l'indépendance de l'ordre des segmentations dans les différents étages : la première cloison dans l'élément *m*, par exemple, peut apparaître avant les quadrants (*fig.* 6), ou bien seulement lorsque se forment les octants (*fig.* 9 et 10); mais les destinées de chacun de ces étages restent les mêmes et sont bien déterminées.

Le *Rhododendron ferrugineum* se range dans la deuxième période de la classification embryogénique, puisque la cellule basale du proembryon bicellulaire n'intervient nullement dans la construction de l'embryon proprement dit. Il présente une tétrade *première* en C_2 et une tétrade *seconde* en A_2; il appartient au mégarchétype III d'après les destinées de la cellule inférieure, *cd*, de la tétrade *seconde* : $cd = 1/2\, phy + iec + icc + co + s$ (en partie). De même que le *Pyrola rotundifolia*, cette espèce se rattache donc à l'archétype du *Samolus Valerandi*. C'est là un indice de parenté entre les Éricacées et les Primulacées, cette dernière famille étant représentée, jusqu'ici, au point de vue embryogénique, par le *Samolus* et aussi par l'*Anagallis pumila* Swartz qui, d'après M. V. S. Raju (4), suit le même mode de développement. De nouvelles recherches sont nécessaires pour mieux apprécier la valeur de cette parenté; elles pourront maintenant s'appuyer sur le type du *Rhododendron ferrugineum*, que les données des quatre grandes lois embryogéniques ont permis de bien définir.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) R. Souèges, *Comptes rendus*, 209, 1939, p. 635.

(2) Nos échantillons ont été récoltés pendant un séjour, effectué grâce à une bourse du T. C. F., au Laboratoire alpin du Lautaret de la Faculté des Sciences de Grenoble.

(3) R. Souèges, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 145.

(4) *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 36, n° 1, Sect. B, 1952, p. 40.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Alcaloïdes des Voacanga : structure de la voacorine.* Note de MM. **Maurice-Marie Janot, François Percheron, Marcel Chaigneau** et **Robert Goutarel**, présentée par M. Marcel Delépine.

La voacorine répond mieux à la formule brute $C_{45}H_{54}O_7N_4$ (sans exclure $C_{46}H_{56}O_7N_4$). Elle comporte un $N-CH_3$ et 3 OCH_3 dont deux esters méthyliques. L'enchaînement $CH_3OOC-C-C-N(CH_3)-C-C-C-C-COOCH_3$ est démontré. L'obtention de méthyl-3 éthyl-5 pyridine par fusion potassique indique la filiation entre la voacorine et la voacamine d'une part et les alcaloïdes de l'iboga d'autre part.

Deux d'entre nous ont précédemment décrit un nouvel alcaloïde dénommé *voacorine* (1), extrait des écorces de tronc et de tiges du *Voacanga africana* Stapf. Nous avons aussi retrouvé cet alcaloïde dans les écorces de jeunes tiges du *Voacanga bracteata* Stapf, dans lesquelles il existe en quantités importantes. Les écorces pulvérisées sont épuisées par lixiviation avec de l'alcool à 70°; les colatures sont concentrées sous vide pour chasser l'alcool et le résidu aqueux traité par agitation avec de l'acétate d'éthyle; cette phase organique (solution I) contient la voacangine et la majeure partie de la voacamine et de la vobtusine. La phase aqueuse est alcalinisée à pH 9 par du carbonate neutre de sodium et épuisée par de l'acétate d'éthyle; la nouvelle phase organique (solution II) contient la voacorine. Celle-ci est extraite par de l'eau acétique, puis séparée par nouvelle alcalinisation et extraction à l'acétate d'éthyle. La voacorine est purifiée par chromatographie sur alumine, l'élution étant faite par de l'éther : elle cristallise facilement dans le méthanol, l'éther et l'acétone. On obtient des aiguilles blanches F 273° (capillaire scellé sous vide, avec décomposition), $[\alpha]_D - 42°$ ($CHCl_3$). Rdt 4,6 g par kilogramme d'écorces.

Les précédents résultats analytiques avaient conduit à proposer la formule $C_{41}H_{50}O_6N_4$. De nouvelles analyses nous font prendre aujourd'hui en considération la formule $C_{45}H_{54}O_7N_4$ (calculé %, C 70,83; H 7,13; N 7,34; sans exclure la possibilité de $C_{46}H_{56}O_7N_4$; calculé %, C 71,10; H 7,22; N 7,22; trouvé %, C 70,86, 71,09, 71,30, 70,8; H 7,36, 7,27, 7,25, 7,3; N 7,46) 3 OCH_3 (calculé %, 12,18; trouvé %, 12,30) et *un seul* $N-CH_3$ (calculé %, 1,97; trouvé %, 1,86). Le chiffre en $N-CH_3$ indiqué précédemment était trop élevé. Le titrage potentiométrique correspond à un poids moléculaire égal à 770 (calculé 762,9; trouvé pour un équivalent 385).

La voacorine doit être considérée comme une molécule doublée possédant 2 atomes d'azote basiques; ces 2 atomes d'azote ont une basicité voisine (pK 6,39, dans le méthylcellosolve). Le spectre ultraviolet est pratiquement superposable à celui de la voacamine (*fig.* 1). Ce spectre ultraviolet correspond à un chromophore du type des dérivés des méthoxy-5 indoles (voacangine et ibogaïne). Le spectre infrarouge (*fig.* 2) est aussi très voisin de celui de la voacamine, mais s'en distingue essentiellement par la présence d'une seule

bande C=O dans la région de 6 μ, alors que le spectre infrarouge de la voacamine (pris en suspension dans le nujol) présente deux fortes bandes dans cette région.

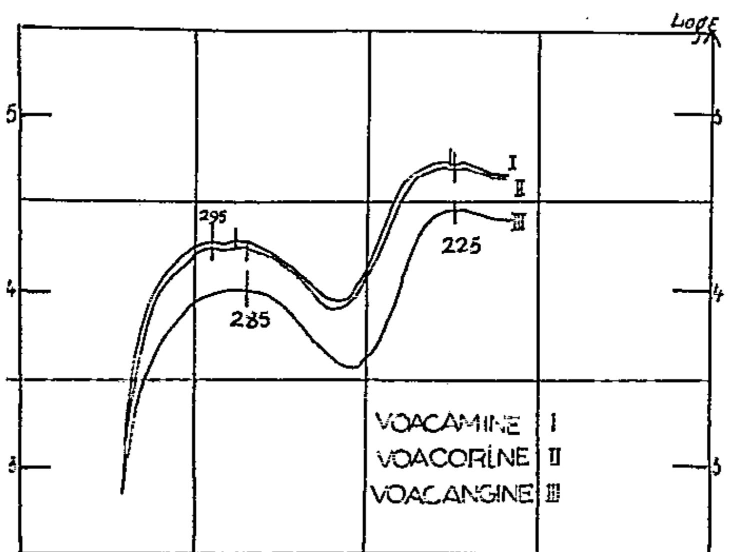


Fig. 1.

La pyrolyse sous vide, selon la technique P. Lebeau, a été conduite comme celle de la voacamine. Cette opération a permis d'isoler en quantité stœchiométrique de la triméthylamine (caractérisée sous forme de picrate F 224°; calculée %, C 37,5; H 4,2; N 19,4; trouvé %, 37,6; H 4,2; N 19,3) et de

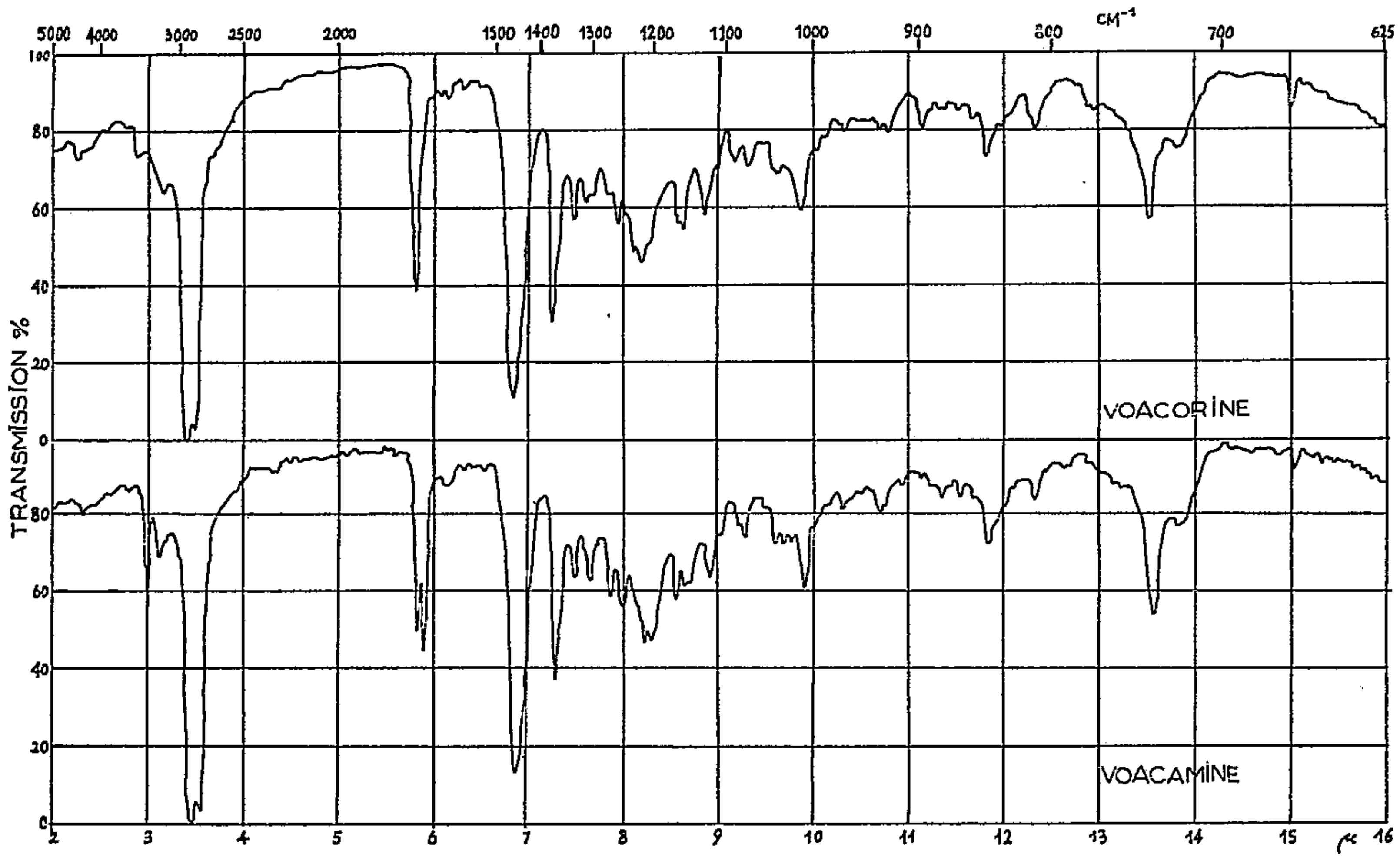


Fig. 2.

l'anhydride carbonique. Comme dans le cas de la voacamine ([2]) cette réaction se fait par une double bétaïnisation du groupe basique NCH_3 et est caractéristique de l'enchaînement

$$CH_3OOC—C—C—N(CN_3)—C—C—C—C—COOCH_3.$$

La présence de deux groupes esters méthyliques est démontrée par saponification conduisant à un sel dipotassique de formule brute $C_{43}H_{48}O_7N_4K_2$ (calculé %, K 9,7; OCH_3 3,8; trouvé %, K 9,6; OCH_3 4,2). Enfin la fusion potassique de la voacorine permet d'isoler de la méthyl-3 éthyl-5 pyridine (caractérisée sous forme de picrate F 193°).

Ces résultats permettent d'identifier la nature des deux atomes d'azote basiques de la voacorine, l'un étant un NCH_3, l'autre, lui aussi tertiaire, faisant partie d'un cycle pipéridique : la même pyridine peut être obtenue par fusion potassique du résidu de pyrolyse de la voacorine (donc après départ du groupe NCH_3). Les formules « doublées » de la voacorine et de la voacamine s'accordent mieux avec un nombre d'atomes de carbone égal à 45; on peut en effet supposer que ces alcaloïdes dérivent biogénétiquement de la condensation de deux bases en C_{22} (du type de la voacangine : carbométhoxy-ibogaïne) avec union par l'intermédiaire de l'« élément » à un carbone (aldéhyde formique) équivalent du glycocolle.

(1) R. GOUTAREL et M.-M. JANOT, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2981.

(2) R. GOUTAREL, F. PERCHERON et M.-M. JANOT, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1670.

PHYSIOLOGIE. — *Présence indispensable des surrénales pour la gestation chez des rattes carencées en protéines.* Note de Mme **PAULE ASCHKENASY-LELU** et M. **ALEXANDRE ASCHKENASY** (1), présentée par M. Robert Courrier.

Alors que la surrénalectomie avec administration de sel n'empêche pas la gestation en régime équilibré, elle est suivie de nombreux décès dès avant le terme et d'avortements chez presque toutes les rattes survivantes si le régime est pauvre en protéines, bien que tous les animaux carencés reçoivent de la progestérone. Des injections de cortisone préviennent tout décès et permettent le parachèvement de la gestation.

La possibilité d'obtenir des gestations normales chez des animaux privés de surrénales recevant du sel (2), (3) a conduit à minimiser le rôle éventuel de ces glandes dans la gestation.

L'un de nous (4) a constaté que toute réduction importante de protéines alimentaires augmente le besoin du Rat en glucocorticoïdes qui facilitent apparemment la dégradation compensatrice de protéines tissulaires. Aussi nous sommes-nous demandé si la gestation de par l'accroissement du besoin azoté qu'elle comporte, n'exigerait pas chez des rattes carencées en protéines une intervention des glucocorticoïdes, alors que l'apport de ces hormones ne serait pas indispensable en régime équilibré.

Technique expérimentale. — On compare la performance reproductrice de six groupes de rattes (*voir* tableau) : deux groupes, tous deux surrénalectomisés sont maintenus à un régime synthétique équilibré (5), l'un de ces groupes recevant des injections de 1 mg/jour de cortisone; quatre

groupes sont soumis à un régime à 2 % de caséine ([5]) : un groupe de rattes intactes et trois groupes surrénalectomisés dont deux reçoivent soit 1, soit 2 mg/jour de cortisone.

En outre tous les animaux carencés sont injectés avec 4 mg/jour de progestérone qui sert à compenser l'absence de gonadotrophines chez ces animaux ([6]).

La surrénalectomie est réalisée avant la gestation, les intervalles moyens étant semblables pour tous les groupes. On institue les régimes synthétiques dès la découverte de spermatozoïdes après mise au mâle.

Toutes les injections sont faites à partir du premier jour de la gestation présumée. L'aliment est donné *ad libitum*, les rattes opérées recevant une boisson salée à 1 %.

Tous les animaux sont sacrifiés le 23e jour; on compte et pèse les fœtus et l'on recherche les points d'implantation.

Évolution de la gestation chez des rattes surrénalectomisées en régimes équilibré ou carencé en protéines. Comparaison avec des rattes intactes. Effets de la cortisone.

N° du groupe.	Régime (% de caséine).	Rattes intactes (T) ou surrénalectomisées. (S).	Nombre de rattes par groupe.	Nombre de rattes : décédées pendant la gestation.	avec fœtus vivants.	avec fœtus morts.	sans ovo-implantations.	Nombre de fœtus vivants par ratte.
I......	18	S	7	0	7 (100 %)	0	0	4,6 (1– 7)
II......	18	S + cortis. (1 mg)	7	0	7 (100 %)	0	0	5,6 (3– 8)
III.....	2	T	20	0	16 (80 %)	2	2	7,7 (4–12)
IV.....	2	S	19	11	2 (10,5%)	10	7	2
V......	2	S + cortis. (1 mg)	11	0	9 (81,8%)	2	0	6,4 (2– 9)
VI.....	2	S + cortis. (2 mg)	7	0	4 (57 %)	1	2	7,5 (5–10)

Résultats. — 1. *Régime équilibré.* — Toutes les rattes surrénalectomisées mettent bas des nouveau-nés vivants de poids normal.

Le rendement n'est pas amélioré par la cortisone.

2. *Régime carencé.* — 1° *Rattes intactes.* — Sous la protection de la progestérone 80 % des rattes terminent leur gestation avec fœtus vivants le jour du sacrifice. Cependant chez toutes, sauf une, la mise-bas spontanée se révèle impossible.

2° *Rattes surrénalectomisées.* — A cause de leur extrême sensibilité aux régimes hypoprotidiques ([4]) seules 8 rattes sur 19 restent en vie le 23e jour et deux d'entre elles seulement ont des fœtus vivants (deux pour chacune).

3° *Les injections de cortisone* faites aux rattes opérées, non seulement empêchent tout décès mais permettent également l'achèvement de la

gestation chez la plupart des rattes carencées, notamment à la dose de 1 mg/jour (82 % de succès).

DISCUSSION ET CONCLUSIONS. — Alors que la gestation n'est nullement empêchée par la surrénalectomie lorsque le régime est bien pourvu à la fois en sel et en protéines, les surrénales sont indispensables en régime hypoprotidique, même si l'on administre une boisson salée. Les avortements des femelles surrénalectomisées ne s'expliquent pas seulement par la grande mortalité de ces femelles du fait de la carence protéique, puique la gestation se trouve interrompue également chez la plupart des rattes opérées restées en vie au 23e jour.

Des résultats expérimentaux publiés ailleurs (7) montreront en outre que l'effet nocif de la surrénalectomie n'est pas dû seulement à la réduction de l'appétit provoquée par cette opération car la gestation se poursuit jusqu'au terme, même chez la majorité des femelles intactes carencées qui ont été condamnées à la ration quantitative des rattes surrénalectomisées. Il semble donc plutôt que les surrénales interviennent dans le transfert vers le fœtus de protéines et d'acides aminés à partir des tissus maternels. Ce transfert qui est d'autant plus nécessaire que l'apport alimentaire est plus faible, exigerait l'action synergique de la progestérone et des glucocorticoïdes.

(1) Avec la collaboration technique de Mme Ginette Bouard.

(2) T. MC KEOWN et W. R. SPURREL, *J. Physiol.* (Londres), 98, 1940, p. 255.

(3) M. E. DAVIS et E. J. PLOTZ, *Endocrinology*, 54, 1954, p. 384.

(4) A. ASCHKENASY, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1000; *Ann. d'Endocrinologie*, 16, 1955, p. 199.

(5) Pour la composition des régimes, *cf.* (4).

(6) H. M. EVANS et M. M. NELSON, *Feder. Proc.*, 14, 1955, p. 432.

(7) A. ASCHKENASY et P. ASCHKENASY-LELU, *C. R. Soc. Biol.* (sous presse).

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Hypomorphoses et altérations du développement embryonnaire, consécutives aux chocs thermiques appliqués à l'œuf fécondé du Triton* Pleurodeles waltlii *Michah.* Note de M. **JEAN-CLAUDE BEETSCHEN**, présentée par M. Robert Courrier.

Le refroidissement brutal des œufs immédiatement après la fécondation provoque une mortalité d'autant plus importante et plus précoce que le traitement est appliqué plus longtemps. Ce choc hypothermique produit une végétalisation marquée du germe, puis l'apparition d'une notable proportion d'hypomorphes parmi les survivants.

Il a été démontré (1), (2), (3), que si l'on soumet un œuf d'Urodèle à un choc thermique dans les 10 mn qui suivent la fécondation, on provoque

dans un fort pourcentage de cas des altérations de l'amphimixie, conduisant à de l'hétéroploïdie. Le traitement consiste à maintenir l'œuf à + 1°, + 3° C pendant 6 à 24 h lorsqu'il s'agit d'un choc hypothermique, et à + 36°, + 37° C pendant 10 à 15 mn pour les chocs hyperthermiques. Ces traitements entraînent toujours une forte mortalité.

Si les conditions qui réalisent la triploïdie chez les survivants sont maintenant bien analysées ([5]), un certain nombre d'actions liées aux effets traumatisants cellulaires des chocs thermiques sont moins connues. Trois groupes de phénomènes sont à considérer : tout d'abord les anomalies caryologiques complexes (mosaïques, aneuploïdie) observées en même temps que la triploïdie; en second lieu, les modifications létales ou sublétales imposées au système germinal et qui s'expriment au cours de la morphogenèse embryonnaire; enfin les relations de causalité entre ces deux manifestations : dans quelle mesure les caractères des germes létaux, sublétaux ou hypomorphiques sont-ils liés à l'hétéroploïdie de ces germes ?

Nous avons abordé l'étude du problème ainsi posé sur l'œuf de *Pleurodeles waltlii*. Cette espèce présente le très grand avantage de pondre spontanément au laboratoire de nombreux œufs parfaitement normaux. Ainsi se trouve levée l'hypothèque que pose l'examen d'œufs fécondés artificiellement, où l'on observe souvent une polyspermie exceptionnelle ([6]), ou d'œufs obtenus à la suite d'une ovulation provoquée par injection d'extraits hypophysaires. Dans ce cas, on risque d'obtenir des œufs hypo- ou hypermatures. Notre premier but a été de déterminer, après application d'un choc thermique sur l'œuf fécondé, le degré de létalité aux diverses phases de l'ontogenèse, les modalités des aberrations de celle-ci, enfin les caractères hypomorphiques des germes parvenant à l'éclosion et capables de survivre plus ou moins longtemps. Nos résultats concernent 425 œufs, appartenant à 6 pontes de 5 femelles différentes, choqués par hypothermie dans les 10 mn suivant la fécondation, pendant 10, 15 ou 20 h. Nous n'avons pris en considération que des pontes pour lesquelles les lots témoins, alternant dans le temps avec les lots choqués, présentaient au moins 90 % de développements normaux. Le tableau ci-après résume l'ensemble des résultats obtenus.

C'est spécialement pendant la segmentation que la mortalité augmente considérablement avec la durée du choc : elle passe de 17,1 % du total des œufs traités pendant 10 h (14 œufs sur 82) à 59 % (117 œufs sur 199) pour un choc de 20 h. De la gastrulation à l'éclosion, la mortalité passe seulement de 14,6 % (12 germes sur 82) pour un choc de 10 h à 22 % pour un choc de 20 h (44 germes sur 199).

Cependant, pour un choc d'une même durée, la sensibilité au froid est différente, non seulement pour les divers œufs d'un même lot, mais encore pour chacune des pontes traitées.

Durée du choc hypothermique...		10 h.	15 h.	20 h.	Lots choqués (totaux).	Lots témoins (totaux).
Nombre total d'œufs mis en expérience (*) (100 %)		82	144	199	425	496
Germes morts aux divers stades du développement :						
Segmentation — Début St. 2 à env 100 bl.	Nombre...	13	32	78	123	10
	(%).......	15,9	22,2	39	29	2
Segmentation — Blastula moy. et avancée	Nombre...	1	23	39	63	0
	(%).......	1,2	16	20	14,8	0
Gastrula	Nombre...	6	21	30	57	3
	(%).......	7,3	14,6	15	13,4	0,6
Neurula et début du bourgeon caudal	Nombre...	6	17	14	37	3
	(%).......	7,3	11,8	7	8,7	0,6
Fin du bourgeon caudal	Nombre...	0	1	0	1	9
	(%).......	0	0,7	0	0,23	1,8
Mortalité totale au cours du developpement embryonnaire :						
Nombre		26	94	161	281	25
(%)		31,7	65,3	81	66,15	5
Larves vivantes à l'éclosion.						
Anormales (**)	Nombre	9	14	18	41	0
	(%)	11	9,7	9	9,65	0
Normales (**)	Nombre	47 (***)	36	20	103	471
	(%)	57,3	25	10	24,2	95

(*) Dans chaque colonne verticale, les pourcentages sont toujours calculés par rapport au nombre total d'œufs mis en expérience.

(**) La distinction est faite iei uniquement d'après la morphologie céphalique.

(***) Parmi lesquelles existe une forte proportion de diploïdes.

Nous avons précisé les observations faites chez *Triturus alpestris* (3) sur les anomalies de la segmentation. Leur proportion est très forte. Toutefois, si elles sont la règle chez tous les germes morts avant ou pendant la morulation, elles ne sont pas incompatibles dans certains cas avec un développement ultérieur normal. Inversement, des larves à morphogenèse anormale naissent souvent d'œufs à segmentation en apparence normale. La mortalité aux stades blastulas « moyenne et avancée » est absolument caractéristique. Il n'en était pas de même dans les expériences faites sur *T. alpestris* (3) à partir d'œufs fécondés artificiellement. D'autre part, il existe des blastulas à structure en mosaïque très nette : des plages ou des traînées de petits blastomères y sont juxtaposées à des territoires insegmentés ou formés de blastomères plus gros. Ces blastulas n'évoluent généralement pas et se cytolysent après blocage du développement.

La moitié des gastrulas létales présentent déjà, lors du blocage,

un bouchon vitellin plus ou moins gros. Cette végétalisation marque très fortement les germes morts au stade neurula.

Les principales anomalies observées au cours du développement ultérieur, en particulier chez les 41 larves hypomorphes ayant atteint le stade de l'éclosion, sont les suivantes :

Tête.....	Monorhinie. Microphtalmie; anophtalmie. Microcéphalie; anencéphalie. *Duplicitas anterior*. Atrophie de la mâchoire inférieure. Anomalies des balanciers. Hypodéveloppement des branchies. Anomalies du squelette viscéral
Tronc....	Réduction ou, au contraire, hypertrophie et duplication du cœur. Malformation des membres. Raccourcissement et torsions du tronc dans son ensemble. Œdème; hématomes
Queue ...	Raccourcissement, torsions, atrophie. *Spina bifida*

Ces diverses anomalies peuvent se présenter isolément ou, le plus souvent, diversement groupées. Dans les cas les plus simples, la réduction des différents organes semble être réalisée selon un gradient antéro-postérieur.

En conclusion, un choc hypothermique appliqué à l'œuf fécondé de Pleurodèle a provoqué au cours de la vie embryonnaire une mortalité d'autant plus élevée que ce choc a été plus prolongé; elle a atteint en moyenne les deux tiers des œufs traités. Presque tous les germes, létaux ou non, ont été nettement végétalisés. On a observé à l'éclosion que près de 30 % des survivants présentaient divers types d'hypomorphoses : les relations entre celles-ci et l'hétéroploïdie seront étudiées d'autre part.

(1) G. Fankhauser et R. B. Griffiths, *Proc. Nat. Acad. Sc. Washington*, 25, 1939, p. 233.
(2) G. Fankhauser et R. C. Watson, *Proc. Nat. Acad. Sc. Washington*, 28, 1942, p. 436.
(3) M. Fischberg, *Genetica*, 24, 1947, p. 213.
(4) G. Fankhauser et D. Godwin, *Proc. Nat. Acad. Sc. Washington*, 34, 1948, p. 544.

PROTISTOLOGIE. — *L'infraciliature de quelques Ciliés* Haptophryidæ. *Comparaison avec celle de certains Thigmotriches.* Note de M. **Pierre de Puytorac**, présentée par M. Louis Fage.

Le cinétome des Ciliés astomes *Sieboldellina* présente une remarquable similitude avec celui de certains Thigmotriches *Conchophthiriidæ*. Leur infraciliature est exactement du type de celle d'un *Conchophthirius discophorus* Mer. dont la bouche aurait disparu.

Au cours de ces dernières années, certains Infusoires dits « Astomes » ont été reconnus comme des Apostomes typiques (Fauré-Frémiet et

Mugard, 1949; de Puytorac, 1953) ou de véritables Tétrahyméniens (Kozloff, 1954), tandis que les deux principaux phylums, *Anoplophryidæ* et *Hoplitophryidæ*, ont été rattachés aux Thigmotriches primitifs ou plus généralement aux Hyménostomes (de Puytorac, 1954, 1955). Seul le groupe *Sieboldellina-Haptophrya* gardait encore une origine très énigmatique, peu d'observations ayant été réalisées sur ces formes, sans aucune étude précise du cinétome. Nous avons pu combler cette lacune en observant deux espèces de *Sieboldellina*, *S. planarium* (Siebold) et *S. stankoviĉi* [1] sp. nov., parasitant respectivement les Turbellariés : *Planaria torva* (Sch.) et *Fonticola ochridana* Stank., dans les marais et les sources du lac d'Ochrid (Yougoslavie).

Le corps de ces Ciliés, en forme de « corne d'abondance » plus ou moins allongée et quelque peu aplatie, muni sur l'une de ses faces d'une large et profonde dépression antérieure, fonctionnant comme ventouse, est entièrement recouvert de cinéties très serrées, en grand nombre (155 à 180 chez *S. stankoviĉi*, 145 à 165 chez *S. planarium*), longitudinalement orientées, constituant un cinétome très uniforme (*fig.* 1, 2). Le seul examen du tomite ne permet pas de préciser même les limites complètes des deux principales faces de la cellule, qualifiées jusque-là, à tort, de dorsale et ventrale, et que nous considérons comme latérales droite et gauche, pour les raisons qui vont être indiquées. Le nombre et la disposition respectifs de leurs stries ne peuvent être exactement reconnus que par étude du tomonte aux différents stades de division où sont mis en jeu d'importants mouvements morphogénétiques de l'infraciliature, que nous détaillerons ailleurs. Les cinéties de la face latérale gauche sont plus nombreuses [80-95 chez *S. stankoviĉi* (*fig.* 1), 80-90 chez *S. planarium*] que celles de la face droite [75-85 chez *S. stankoviĉi*, 65-75 chez *S. planarium* (*fig.* 2)] dont les extrémités antérieures sont coudées vers la face gauche sur laquelle est ainsi reportée la ligne de suture des stries.

Les cinétosomes se multipliant activement au bord de la ventouse, les cinétobases y sont étroitement juxtaposées. Elles s'écartent progressivement vers la concavité la plus marquée de la dépression, où elles deviennent très grosses, toujours géminées (à deux cinétosomes) et elles paraissent alors orientées selon des lignes transversales ondulées (*fig.* 1). Cette impression, que donne aussi l'examen des grains ciliaires sur tout le reste du corps (*fig.* 2), tient à ce que l'écartement des cinétobases de chaque strie est alors plus grand que la distance propre entre les différentes stries elles-mêmes. Ce dispositif (abondance des cinéties avec raréfaction des grains ciliaires au cours de leur trajet) dont le résultat est la réalisation de plusieurs modes de juxtaposition des cils, paraît une caractéristique des *Sieboldellina*, qui rend déroutante l'étude de leur topographie ciliaire, d'autant plus confuse et déconcertante, au premier abord (*fig.* 3), qu'un

argyrome, à mailles étroites rectangulaires, recouvrant toute la cellule, longe parfois les cinétobases à la façon d'un cinétodesme. Il peut y avoir

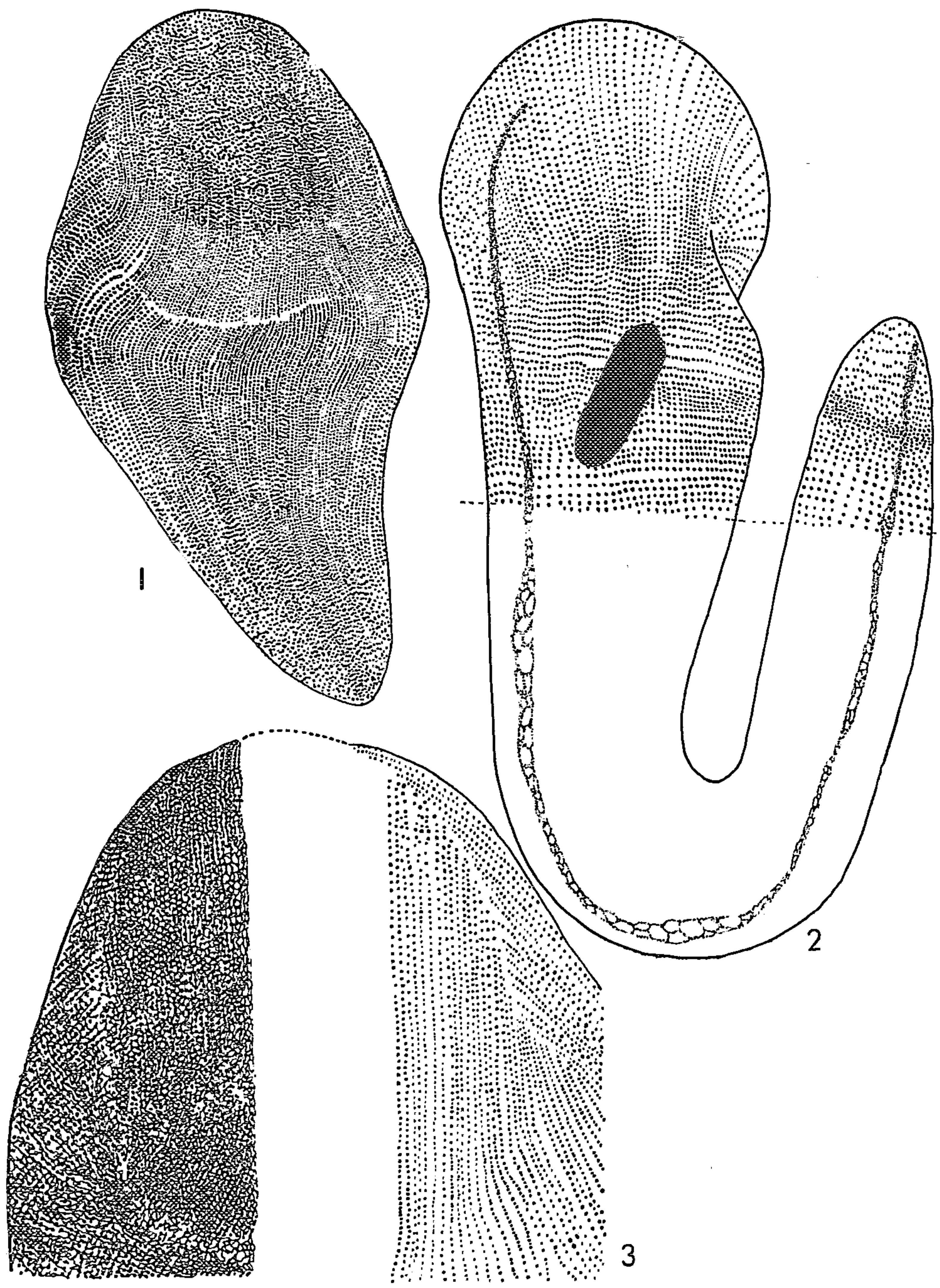
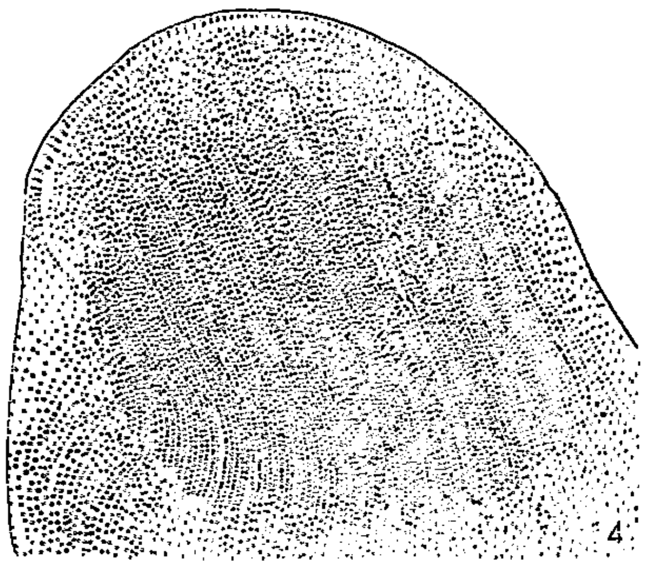


Fig. 1. — *Sieboldellina stankovići*, vue par la face latérale gauche, après imprégnation argentique. (G × 370).

Fig. 2. — *Sieboldellina planarium*, vue par la face latérale droite, après imprégnation argentique, montrant, en outre le cinétome, le canal contractile et le macronucleus. (G × 230).

Fig. 3. — Ventouse de *S. stankovići* après imprégnation. A gauche de la figure, aspect général : cinétome et argyrome. A droite, cinétome seul, montrant le système sécant. (G × 650).

rupture des cinéties latérales gauches à la limite de la ventouse (*fig.* 1), puis, interruption de quelques-unes d'entre elles. Une nette dissymétrie, tirant son origine, comme il sera montré ultérieurement, du processus particulier de la division, existe dans le raccord antérieur des stries des deux faces latérales, le passage de l'une à l'autre se faisant insensiblement d'un côté de la cellule, alors que du côté opposé, les cinéties s'affrontent en un système sécant très marqué chez *S. stankoviĉi* (*fig.* 3), toujours présent.


4

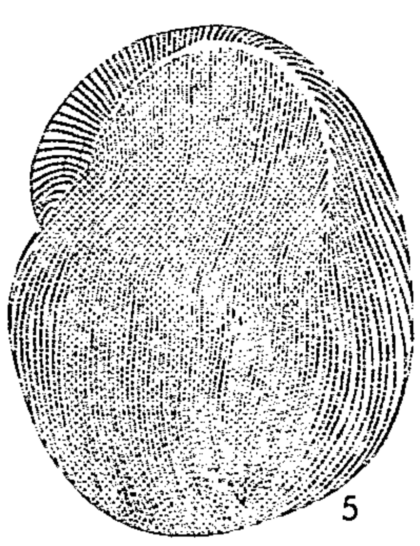

5

Fig. 4. — Aspect de la ventouse de *S. planarium*, après imprégnation (G × 430).
Fig. 5. — Vue de la face latérale gauche de *Conchophthirius discophorus* d'après une figure empruntée à Raabe, 1934. (G × 400).

Les caractères du cinétome des *Sieboldellina* apparaissent ainsi comme ceux de certains Thigmotriches *Stomatina*. L'aplatissement du corps selon deux faces principales, la présence d'une ventouse sur l'une d'elles, la densité et la topographie des cinéties, la dissymétrie dans leur raccord sur les deux côtés de la cellule, le mode de scission, sont, avec l'écologie, autant de caractères communs aux *Sieboldellina* et à *Conchophthirius discophorus* (Mermod) parasite de Lamellibranche (*fig.* 5). Ce serait donc au niveau de l'origine des Thigmotriches que se situerait aussi celle du phylum *Sieboldellina*, hypothèse concordant parfaitement avec les autres faits connus. Il y aurait, chez les Hyménostomes, une importante souche évolutive d'où seraient issus plusieurs phylums (*Stomatina*, *Hysterocinetidæ*, *Anoplophryidæ*, *Hoplitophryidæ*, *Sieboldellina*, etc.) ayant colonisé des milieux voisins (Lamellibranches, Oligochètes, Polychètes, Turbellariés, Hirudinés) et dont la tendance générale aurait été vers le parasitisme et l'astomie.

(1) Dédiée au Professeur S. Stankoviĉ.

GÉNÉTIQUE. — *Sensibilité métamérique à certaines actions géniques chez des Crustacés.* Note de M. Charles Bocquet, présentée par M. Louis Fage.

Chez des Crustacés Copépodes et Isopodes, certains métamères présentent, dans la totalité de leur étendue, une sensibilité particulière à des influences géniques s'avérant inefficaces ou moins efficaces sur les segments adjacents. La notion de facteurs « métamériques » suggère une interprétation de certaines déformations de Crustacés parasites.

L'étude génétique du polychromatisme de quelques Copépodes et Isopodes conduit à un fait assez remarquable : chez ces Crustacés, l'action de certains gènes s'exerce spécifiquement au niveau d'un petit nombre de métamères thoraciques; ces métamères apparaissent ainsi, dans les cas les plus frappants, comme des territoires seuls sensibles, et dans la totalité de leur étendue, à des influences géniques demeurant inefficaces au niveau des autres segments, même immédiatement voisins, des phénotypes considérés. L'hétérogénéité métamérique ainsi révélée est totalement indépendante de l'hétéronomie classique des Arthropodes.

Les gènes *idoea* et *avellana* du Copépode Harpacticoïde *Tisbe reticulata* C. Bocquet ([1]), un gène de l'Harpacticoïde *Harpacticus flexus* Brady et Robertson ([1]), les gènes *bifasciatum*, *pseudo-bifasciatum*, *unifasciatum*, *trifasciatum* de l'Isopode Asellote *Jæra marina* (Fabr.) ([2]) peuvent être cités comme exemples de facteurs « métamériques ». Bien d'autres espèces polychromatiques, notamment chez les Copépodes, comportent des phénotypes évoquant cette même notion d'une sensibilité différentielle de quelques métamères à des actions géniques dont la réalité, tout en ne reposant actuellement que sur une généralisation de nos connaissances présentes, me semble peu douteuse; le cas le plus net est sans doute celui de l'Harpacticoïde *Scutellidium longicauda* (Philippi), dont on connaît, entre autres variétés de couleur, une forme incolore, une forme uniformément teintée de rose violacé très pâle et un phénotype montrant une alternance de bandes transversales incolores et rose violacé, dont certaines correspondent strictement à des métamères [variété *rubra* de A. Brian ([3])].

Une expérience mettant en jeu des gènes à manifestation phénotypique tardive, conduite sur *Jæra marina syei*, permet d'apprécier de la façon la plus claire le hiatus de sensibilité qui se manifeste à la limite précise séparant un métamère sensible d'un métamère adjacent. Un croisement a été effectué entre une femelle *sepia-bifasciatum* (phénotype de structure *bifasciatum*, de couleur sépia), homozygote pour les gènes S et B, et un mâle *aurantiacum-uniforme* (phénotype de structure *uniforme*, de couleur

orange), homozygote pour le gène *A*, le caractère *uniforme* étant déterminé par la constitution birécessive *bb*. La souche maternelle réalisait un phénotype *bifasciatum* pur : bandes sépia à bords bien tranchés, surtout du côté postérieur pour la bande antérieure (à la limite des premier et second segments thoraciques libres) et du côté antérieur pour la bande postérieure (à la limite des cinquième et sixième segments thoraciques libres). Le mâle possédait à l'état homozygote un modificateur dominant, à action sex-limited, de *bifasciatum*, qui en présence de *bifasciatum*, provoquait chez les femelles seules un léger élargissement des bandes colorées, par empiètement de la pigmentation sur des métamères restant incolores dans le phénotype *bifasciatum* strict, la bande antérieure gagnait ainsi sur la région antérieure du second métamère thoracique libre, la bande postérieure sur la région postérieure du cinquième métamère thoracique libre; cette pigmentation additionnelle n'apparaissait d'ailleurs que secondairement, après la période juvénile où les femelles présentaient un phénotype *bifasciatum* pur, au cours de la vie post-marsupiale de ces femelles. Rappelons enfin que le gène *A* domine *S*, mais que sa manifestation phénotypique est très tardive. Tous les mâles nés du croisement considéré étaient évidemment des *bifasciatum* stricts; d'abord de couleur sépia, ils ont, au cours de leur croissance, viré à l'orange. Toutes les femelles de cette F_1, elles aussi *bifasciatum*, mais avec pigmentation additionnelle, sont restées assez longtemps de couleur sépia; mais leur virage à l'orange s'est d'abord effectué dans toute l'étendue des bandes typiques des *bifasciatum*, alors que les chromatophores des segments thoraciques II et V restaient sépia.

On voit donc que la réaction chimique dont résulte la transformation du pigment sépia en pigment orange peut se produire dans les territoires préférentiels d'accumulation de pigment des *bifasciatum* et se trouver, au même moment, irréalisable dans les segments adjacents, accessoirement pigmentés. Cet état bicolore, tout à fait exceptionnel pour les *Jæra marina*, ne fut d'ailleurs que temporaire : assez longtemps après l'établissement de la maturité sexuelle, les portions de métamères présentant une pigmentation additionnelle ont, à leur tour, viré à l'orange.

Le mode d'action des gènes métamériques, les processus qui entraînent la segmentation d'un tissu anatomiquement homogène en effecteurs métamériques dotés chacun d'une sensibilité propre à certaines influences géniques demeurent, pour le moment, inconnus. Mais l'existence incontestable de facteurs à action métamérique suggère une interprétation assez séduisante de problèmes que pose la curieuse morphologie de nombreux Crustacés parasites. Que l'on imagine un gène agissant, non plus sur la pigmentation de tel ou tel métamère, mais sur d'autres caractères des cellules épidermiques d'un segment thoracique, sur la sécrétion et la structure de la carapace de ce segment, et l'on comprend, par exemple,

la forme partiellement monstrueuse du Copépode *Nicothoe astaci* Audouin et Milne-Edwards, dont je reprendrai l'analyse dans une prochaine publication.

(1) *Arch. Zool. Exp. Gén.*, 87, 1951, p. 335-416.

(2) C. Bocquet, *Arch. Zool. Exp. Gén.*, 90, 1953, p. 187-450.

(3) *St. Lab. Mar. di Quarto dei Mille presso Genova*, 1921, p. 1-112.

(*Laboratoire de Zoologie, Faculté des Sciences, Caen, Calvados.*)

BIOLOGIE CELLULAIRE. — *Études sur certaines substances métaboliques libérées dans le milieu de culture par le* Nostoc muscorum *Ag*. Note (*) de Mlle **Hedwig Jakob**, présentée par M. Roger Heim.

Les filtrats de *Nostoc muscorum* contiennent une partie extractible par les solvants organiques non miscibles à l'eau, biologiquement active sur divers microorganismes (Algues, Bactéries, Levure). Cette action peut être inhibitrice ou létale.

Dans une Note précédente (1), nous avons signalé l'action antibiotique des filtrats de culture d'une souche bactériologiquement pure du *Nostoc muscorum* isolée du sol. Depuis, ces recherches ont été poursuivies.

1. Ce sont les filtrats de cultures âgées de cinq à six semaines, obtenues dans des Erlenmeyer d'un litre, contenant 350 ml d'un milieu synthétique (Chu n° 10) maintenues à 25° dans une chambre éclairée artificiellement pendant 16 h sur 24, qui nous ont servi pour nos expériences. L'examen microscopique des filaments de *Nostoc* montre qu'à ce stade du développement, il y a présence d'un très grand nombre d'hétérocystes intercalaires. Ce développement pourrait être en rapport avec la libération de substances actives dans le milieu de culture, nos observations nous ayant montré que lorsqu'on se place dans des conditions de culture telles que la formation d'hétérocystes n'a pas lieu, il ne se produit jamais de filtrats actifs.

Les filtrats se présentent sous forme d'un liquide jaune brunâtre, plus ou moins visqueux, de pH alcalin, présentant une fluorescence jaune verte en lumière ultraviolette.

Dans nos expériences tous les filtrats ont été utilisés après concentration sous pression réduite à 40° au 1/20e de leur volume initial.

2. L'action inhibitrice ou létale de ces filtrats sur différentes Algues avait déjà été signalée dans notre précédente Note. Depuis, nous avons mis au point une méthode de dosage utilisant cette action sur les cellules du *Cosmarium Lundellii*.

On introduit sous différentes concentrations le filtrat des cellules du *Cosmarium* provenant d'une culture jeune en voie de multiplication. On reprend un petit nombre de cellules du *Cosmarium*, respectivement

après 8, 24 et 48 h de contact avec le filtrat à étalonner, et on les transfère sur une boîte de Petri contenant du milieu de culture gélosé. On expose les boîtes à la lumière pendant 5 jours, on observe alors les cellules qui ont conservé la faculté de se diviser, et l'on établit le nombre de divisions de chaque cellule par rapport au nombre de divisions des cellules-témoins. On peut ainsi comparer l'activité des divers filtrats entre eux, en se basant, d'une part sur la durée de contact minimum nécessaire pour empêcher toute multiplication ultérieure après transfert sur milieu neuf, et, d'autre part, sur la dilution limite possible pour obtenir ce même effet.

Des essais, concernant leur action sur les Bactéries, nous ont montré que ces filtrats inhibent la croissance de tels microorganismes à Gram positif, en particulier du *Staphylococcus aureus*.

Ces filtrats exercent également une action totalement inhibitrice sur la multiplication d'une levure de boulangerie, le *Saccharomyces cerevisiæ*, lorsque la concentration est forte. Lorsque celle-ci est plus faible, ils exercent une action mutagène en faisant apparaître une forte proportion de levures à « petites colonies », présentant des déficiences enzymatiques du système respiratoire.

3. Des essais de purification et d'identification chimique des (ou de la) substances actives sont en cours. La partie active est dialysable. Elle peut être extraite du filtrat par les solvants organiques non miscibles à l'eau (éther, éther de pétrole, chloroforme). Elle présente une forte coloration jaune. La partie non soluble dans ces solvants apparaît dépourvue d'activité biologique. La partie active est constituée par une partie huileuse et des aiguilles cristallines obtenues après chromatographie à partir d'une solution benzénique.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2018.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *La choline au cours du cycle végétatif du Soja.* Note de M. **Fabien Cohen-Boulakia**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

L'étude du métabolisme des différentes formes de la choline dans le cycle végétatif du Soja entreprise par Klein et Linser (1) en 1933 a été reprise par Ducet (2) en 1946. Cet auteur, dans son important travail, a donné les variations des taux de choline totale, de choline hydrosoluble totale (choline libre + glycérophosphorylcholine) et de choline lipidique, ce dernier calculé par différence entre les précédents.

Dans une précédente Note (3), nous avons montré les améliorations que l'on pouvait apporter aux techniques afin d'obtenir directement un

bilan correct. Nous avons ainsi repris l'étude des différentes formes de la choline dans le Soja, essayant de mettre en évidence les phénomènes de synthèse et de dégradation de ces substances et de montrer sous quelle forme la choline y participait pendant la germination, la croissance et la maturation du végétal. A ces chiffres, nous ajoutons ceux du phosphore et de l'azote de l'extrait lipidique.

Nous donnons nos principaux résultats dans le tableau suivant; ils sont exprimés en milligrammes ion-cholinium pour 10 plantes. La glycérophosphorylcholine n'apparaît qu'à l'état de traces, par conséquent les chiffres de choline hydrosoluble totale et de choline libre se confondent.

1. *Germination.* — La germination des graines, poursuivie pendant huit jours, a été effectuée sur sable humide, à la lumière du jour et à la température du laboratoire. Nous distinguons une période de gonflement où le grain s'imbibe d'eau jusqu'à doubler de poids, puis la période de germination proprement dite.

La choline totale augmente très rapidement pendant la phase de gonflement : 2,80 mg à 4,98 mg. Cette augmentation se fait par apparition à la fois de choline hydrosoluble et de choline lipidique.

Pendant la sortie du germe et son développement, le taux de choline totale décroît de 4,98 mg à 2,22 mg; la choline libre disparaît en grande partie : elle semble utilisée par la plante par catabolisme et peut-être pour une part dans la synthèse des lécithines.

Les taux de phosphore et d'azote des lipides totaux varient dans le même sens que la choline lipidique, ce qui complète la démonstration de l'augmentation puis de la diminution du taux des phosphatides.

	Choline				
Temps.	totale.	hydrosoluble totale.	des lipides.	P des lip. totaux.	N des lip. totaux.
0 h	2,58	1,30	1,07	0,72	0,85
24 h	4,98	3,15	1,80	2,77	1,38
3 jours	4,10	1,43	2,56	3,07	3,26
8 jours	2,22	0,60	1,38	1,26	1,89
Stades.					
3 A	1,34	0,53	0,72	1,69	1,23
4 A	4,15	0,52	3,38	3,11	4,85
8 A	21,6	5,85	13,5	17,0	17,0
Gousses 0,5-2 cm	35,1	18,5	17,6	15,3	21,1
Gousses 5-6 cm, Grains = 6 mm	53,0	17,0	37,8	–	–

2. *Végétation.* — Cette période va de l'apparition des feuilles cotylédonaires à la floraison. Nous l'avons divisée en stades suivant la classification morphologique adoptée par Ducet [2].

Les semis faits en pleine terre ont été prélevés avec les précautions permettant d'éviter les risques d'autolyse enzymatique signalés par cet auteur.

Au début, le taux de choline totale décroît encore. Il atteint son minimum au stade 3 A, correspondant à l'apparition des nodosités et des premières feuilles. La plante jusqu'à ce stade inclus n'a pas de régime autonome : elle vit sur ses réserves. A partir du moment où la plante tire du milieu les éléments nécessaires à son auto-nutrition, la synthèse de choline totale s'effectue très rapidement. Le taux passe de 1,34 à 21,6 mg à la floraison. Cette augmentation se fait principalement sous forme de choline lipidique.

La choline libre a un taux remarquablement constant pendant une assez longue période : de la fin de la germination à la floraison ; elle augmente ensuite. Avec un certain décalage, le phosphore et l'azote augmentent régulièrement comme la choline lipidique.

3. *Apparition et maturation des grains.* — Nos prélèvements correspondent à l'apparition des gousses, puis des grains.

Le taux de choline totale augmente considérablement dès la formation des gousses. La choline libre augmente rapidement mais se stabilise autour de 18 mg, si bien que l'augmentation de la choline totale se traduit par l'accumulation de choline lipidique.

4. *Conclusions.* — Nous remarquons au début de la germination une augmentation très importante du taux de choline pour 10 plantes, avec synthèse des phosphatides.

Pendant la végétation la plante synthétise de la choline sous forme libre et sous forme lipidique. La glycérophosphorylcholine n'apparaît guère qu'à l'état de traces.

(1) *Biochem. Z.*, 260, 1933, p. 215-225.
(2) *Thèse Doctorat Sc. Nat.*, Paris.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1561.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Carence en manganèse induite par excès de phosphore sur pêcher en solution nutritive.* Note (*) de MM. **Jacques Delmas**, **Jean Bats** et **Pierre Rémy**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'étude de la nutrition phosphatée du Pêcher en serre sur support inerte avec l'emploi de solutions nutritives nous a permis d'observer la carence en manganèse induite par des doses élevées de phosphore et d'en préciser les caractères.

Les arbres ayant reçu une alimentation complète et comprenant soit 20 parties par million, soit 50 p. p. m. de phosphore, la solution étant

renouvelée tous les deux mois, ont présenté des symptômes de carence extrêmement nets, que nous avons caractérisés.

Symptômes visuels. — Chlorose internervaire sur les feuilles de la partie moyenne des rameaux, apparaissant au début d'août et s'intensifiant par la suite.

Caractérisation de la carence. — Un badigeonnage de la moitié du limbe des feuilles carencées avec une solution de SO_4Mn à 1 % a entraîné un reverdissement très net de la moitié badigeonnée au bout de 8 à 10 jours.

Il pouvait s'agir par conséquent d'une carence en manganèse, comme le laissait supposer l'aspect de la chlorose.

Confirmation analytique. — Le tableau ci-dessous montre que le taux de manganèse dans les feuilles carencées à différents niveaux est de 2 à 3 fois inférieur au taux observé dans les feuilles des arbres ne présentant pas de symptômes visuels de carence, lesquels avaient reçu des doses de phosphore de 1 et 5 p. p. m. dans les mêmes conditions de renouvellement.

Feuilles prélevées sur les deux rameaux du bas.	Aspect.	Éléments exprimés en ‰ de matière sèche. N.	P.	K.	Mg.	Fe.	Mn.
	50 p. p. m. de phosphore, atteint de carence.						
Feuilles des extrémités.	Bon	37,4	2,85	34,5	6,62	0,299	0,045
7e et 8e feuilles.....	Apparition limite, symptômes	42,5	3,20	38	6	0,275	0,030
11e et 13e feuilles.....	Symptôme carence	42,5	3,02	38	5,7	0,250	0,013
	5 p. p. m. de phosphore témoin, non atteint.						
Feuilles des extrémités.	Bon	39,4	1,76	35,75	5,05	–	0,102
7e et 8e feuilles.....	»	38,8	1,75	43,25	5,87	0,237	0,047
11e et 13e feuilles.....	»	34,4	1,73	43,25	6,37	0,250	0,042

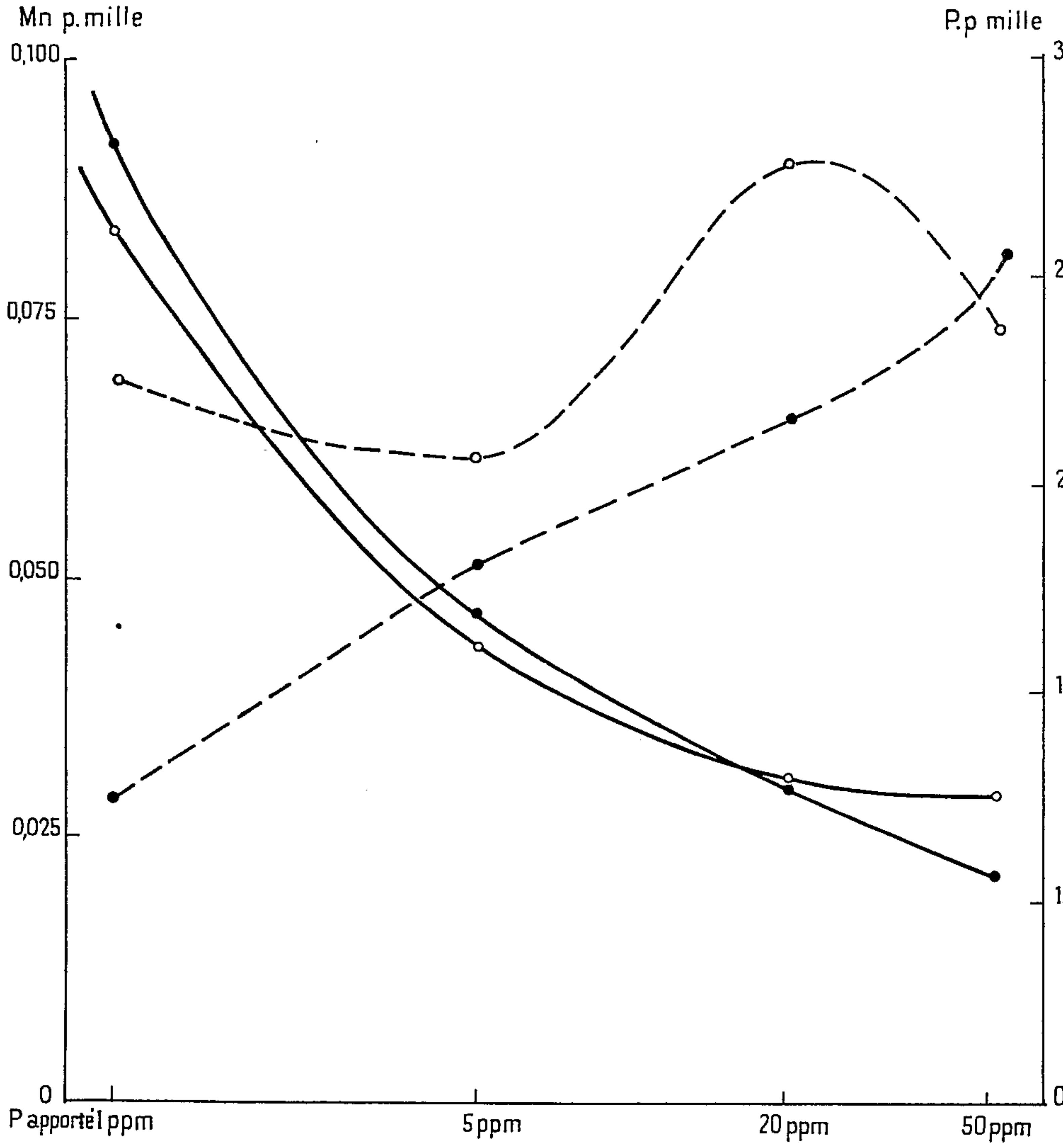
Les taux de K, Mg, N, Fe ne sont pas notablement différents dans les feuilles saines et les feuilles chlorotiques, alors que le taux de phosphore est très supérieur pour les arbres suralimentés en cet élément.

On observe une corrélation négative entre le taux de phosphore et le taux de manganèse dans les feuilles, comme le montre le graphique ci-après.

D'autre part, il est à noter que les arbres ayant reçu des doses élevées de phosphore entraînant une carence en manganèse ont présenté la croissance la plus grande et une persistance du feuillage très au-delà de l'époque de chute observée avec les autres traitements.

Il est certain cependant que, l'activité des ions PO_4 étant très supérieure dans le cas des cultures en solution à celle qu'on atteindra dans les sols en place, la carence en manganèse induite par excès de phosphore ne pourra s'observer en vergers que dans les cas de sols présentant des taux anormalement élevés de ce dernier élément.

Le cas a cependant été relevé sur vergér en place par R. Bernhard (*C. R. des Journées fruitières d'Avignon*, 1953), qui a montré la relation existant entre des phénomènes de chlorose et un excès de phosphore dans le sol.



Variations des taux de phosphore et manganèse des feuilles de pêchers (exprimés en ‰ de matière sèche) en fonction de l'alimentation en phosphore (exprimé en p. p. m. dans la solution).

	Moyenne juin-juillet.	Moyenne août-octobre.
Phosphore :	— —○— —	— —●— —
Manganèse :	——●——	——○——

L'ensemble de ces observations en culture sur solution incite à poursuivre la recherche sur l'alimentation en phosphore et manganèse des pêchers dans les vergers, afin de préciser les limites éventuelles d'apports

complémentaires de fumures phosphatées et les modalités de traitement des arbres au manganèse pour lutter contre la chlorose induite.

Il est intéressant de noter enfin que l'analyse foliaire peut permettre de déceler la non-assimilation du manganèse bien avant l'apparition des premiers symptômes visuels.

(*) Séance du 18 mars 1957.

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Sur la présence de substances biologiquement actives dans le sérum de schizophrènes.* Note de MM. **Bruno Minz** et **Edward J. Walaszek**, présentée par M. Robert Courrier.

L'injection de sérum provenant de schizophrènes à des lapins est capable de produire chez ces derniers une série de changements fonctionnels et biochimiques au niveau du cerveau : elle engendre des modifications caractéristiques de la réaction corticale à l'adrénaline, une augmentation considérable du taux en substance P et l'apparition d'une substance du type de l'adrénaline ayant la propriété d'inhiber les effets de la sérotonine sur l'utérus isolé de la Ratte.

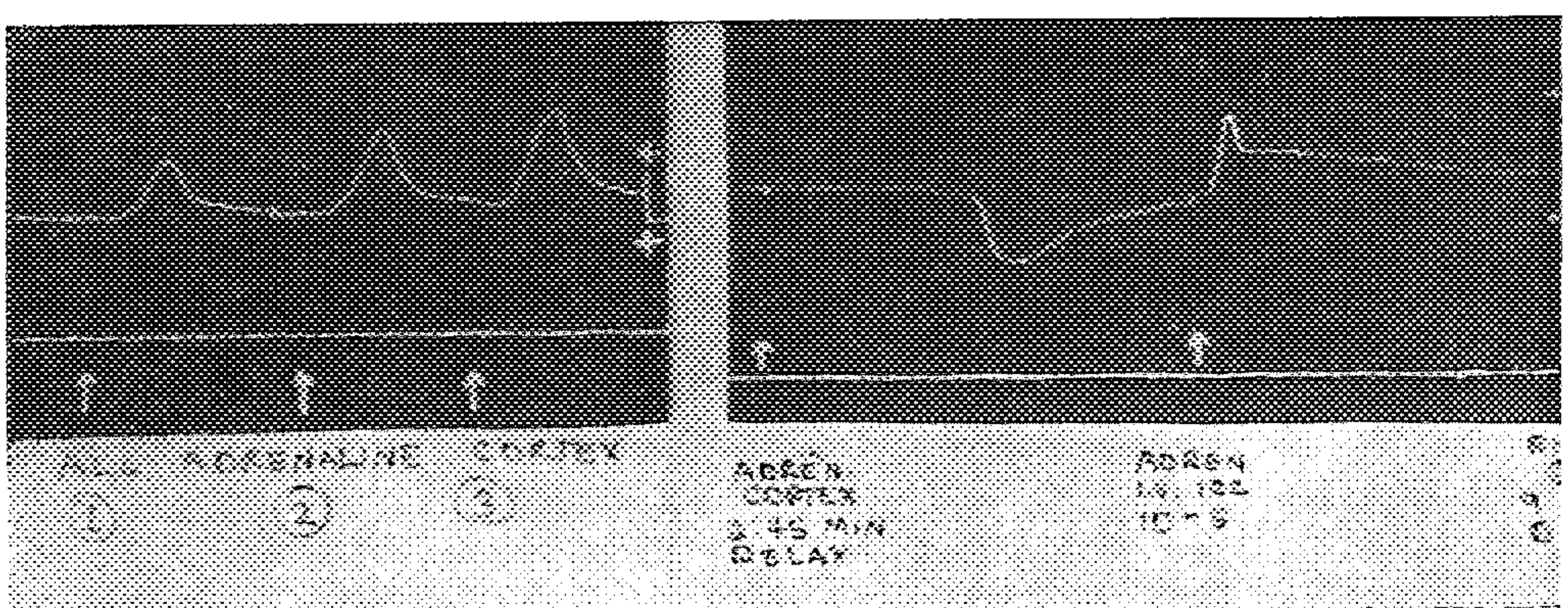
L'introduction de drogues tranquillisantes dans la pratique psychiatrique et l'étude systématique d'effets d'agents hallucinogènes sur l'Homme ont orienté la recherche psycho-pharmacologique et psycho-physiologique vers des voies nouvelles. Le fait que l'administration de substances chimiques peut engendrer des troubles psychiques caractéristiques suggère l'existence possible de corrélations intimes entre altérations somatiques et désordres mentaux. Des ressemblances de structure et d'action entre certains de ces composés et des dérivés d'adrénaline ont fait penser à la possibilité que certains états maladifs, tels l'anxiété, l'agressivité, la stupeur, la catatonie faisant partie du syndrome schizophrène seraient dus à l'intervention de produits ou de sous-produits d'un métabolisme défectueux de cette hormone dans l'organisme. Il a été ainsi signalé que l'oxydation de l'adrénaline se poursuivrait plus rapidement dans le sang de schizophrènes que dans celui de sujets mentalement normaux; mais ce processus ne paraît nullement spécifique (1).

Or, si le syndrome schizophrène était conditionné par une dysfonction cérébrale constamment entretenue par la présence de facteurs toxiques dans le sang circulant, l'injection de sérum provenant d'un tel malade à un animal devrait susciter chez ce dernier l'apparition de réactions cérébrales anormales. Les expériences faisant l'objet de cette étude ont été entreprises dans le but de vérifier cette hypothèse.

Il a été montré auparavant que l'application locale d'une solution concentrée d'adrénaline au niveau de l'aire fronto-pariétale de l'écorce

cérébrale du Lapin provoque une augmentation de la pression artérielle ([2]). L'origine purement centrale de ce phénomène, dû à la libération d'un corps hypertenseur à partir de l'hypothalamus ([3]), a été récemment établie au cours d'une analyse pharmacodynamique détaillée ([4]). Il résulte d'une autre étude précédente que cette réaction peut être sensiblement modifiée par des drogues tranquillisantes comme la réserpine et la chlorpromazine ([4]). Nos essais actuels portant sur une quinzaine de lapins indiquent qu'elle est également susceptible de subir des changements sous l'effet d'injections de sérum provenant de schizophrènes.

Alors que des lapins traités avec du sérum normal présentaient la réaction hypertensive habituelle à l'application corticale d'adrénaline, les animaux ayant reçu du sérum de ces malades, étaient ou réfractaires à ce stimulus hormonal, même lorsqu'il avait été répété à plusieurs reprises, ou y répondaient avec une hypotension tardive. La figure ci-dessous illustre un tel essai.



Pression artérielle du lapin.

Tracé de gauche, obtenu chez un animal ayant reçu du sérum d'un sujet mentalement normal; aux flèches : actions d'applications successives d'adrénaline sur l'aire fronto-pariétale gauche de l'écorce cérébrale.

Tracé de droite, obtenu chez un animal ayant été traité avec du sérum d'un schizophrène; à la première flèche : action d'une application corticale d'adrénaline; à la deuxième flèche : action d'une injection intraveineuse d'adrénaline (1 cm^3 d'une solution à 10^{-5}).

L'allure de cette dernière réponse nous a fait envisager la mise en jeu possible de la substance P, polypeptide de structure chimique encore inconnue, mais dont les propriétés pharmacodynamiques diffèrent nettement de celles de l'acétylcholine, de l'histamine et d'autres vaso-dilatateurs connus. La présence de cette substance a été décelée dans le cerveau et surtout dans la région hypothalamique où elle jouerait un rôle de transmetteur chimique ([6]), ([7]).

Or, nous avons constaté que les cerveaux d'animaux, ayant été traités avec du sérum de schizophrènes, accusent une teneur considérablement plus élevée en substance P que ceux des lapins témoins. Les chiffres obtenus

dans le premier cas variaient de 43 à 116 unités p. g. pour des extraits de cerveau total et de 275 à 312 u. p. g. pour des extraits hypothalamiques, alors que des extraits de cerveau total de lapins normaux contiennent environ 23,4 u. p. g. Les extraits de cerveau d'animaux ayant reçu du sérum de schizophrènes renfermaient en outre une substance qui exerçait une action inhibitrice sur l'effet de la sérotonine (autre transmetteur cérébral hypothétique) sur l'utérus isolé de Ratte et que nous avons identifiée comme étant du type de l'adrénaline.

(1) B. Leach et R. Heath, *Archives of Neurol. Psychiatr.*, 76, 1956, p. 444.
(2) B. Minz, P. Buser et D. Albe-Fessard, *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 1154.
(3) B. Minz et A. Chamorro, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 454.
(4) A. Chamorro et B. Minz, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 849.
(5) B. Minz, *Fed. Proc.*, 1957 (sous presse).
(6) U. S. V. Euler et J. H. Gaddum, *J. Physiol.*, 72, 1931, p. 74.
(7) A. M. Anim, T. B. B. Crawford et J. H. Gaddum, *J. Physiol.*, 126, 1954, p. 596.

(*University of Kansas, Medical Center, Osawatomie State Hospital, Kansas, U. S. A.*)

La séance est levée à 15 h 45 m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 8 AVRIL 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **MINISTRE DE L'ÉDUCATION NATIONALE** adresse ampliation du décret, en date du 18 mars 1957, portant approbation de l'élection que l'Académie a faite de M. **ANDRÉ COURNAND**, pour occuper, parmi les Associés étrangers, la place vacante par la mort de M. *Walter Sydney Adams.*

M. **ARMAND DE GRAMONT** signale à l'Académie la présence de M. **FRITS ZERNIKE**, Professeur à l'Université de Groningen, prix Nobel de physique. M. le Président lui souhaite la bienvenue et l'invite à prendre part à la séance.

GÉOLOGIE. — *Sur les conglomérats lutétiens de la région de Tende et de la Brigue (Haute-Roya).* Note de Mlle **ANNE FAURE-MURET**, MM. **PAUL FALLOT** et **MARCEL LANTEAUME**.

Des Notes antérieures (1) ont signalé l'existence à la base du flysch noir de l'écaille du Mont Pépin d'un très caractéristique conglomérat à galets de roches cristallines.

L'étude pétrographique de ses matériaux ainsi que de ceux qui apparaissent sporadiquement plus au Sud au même niveau apporte des lumières assez imprévues sur leur origine probable et leur signification tectonique.

Extension des conglomérats. — Les « écailles parautochtones » des géologues italiens s'intercalent entre la couverture autochtone de la terminaison orientale du massif de l'Argentera et le bord du Pennique ligure chevauchant. Entre le Col de Tende et le pied du Mont Bertrand nous en avons distingué quatre. La plus inférieure, dite de Pépin, qu'on peut suivre en Italie jusqu'au Gesso et la seconde (de Riou Frei) moins bien définie en Italie, nous retiendrons particulièrement. Les écailles III et IV ne semblent être que des lames de charriage et règnent surtout au Sud-Est

de la vallée du Rio Freddo. Ces séries s'enfoncent vers le Nord-Est sous une zone de broyage qui les sépare du massif du Marguareis, rattaché par les géologues italiens au front pennique et caractérisé par les faciès briançonnais de sa couverture. L'unité V, formée de flysch à Helminthoïdes, appartient à une nappe ultra-pennique d'après les récentes découvertes de l'un de nous ([2]).

Les conglomérats apparaissent, d'une part, dans l'imbrication inférieure. Il nous y sont connus depuis le Nord de Limonetto où se limitèrent nos investigations, jusqu'au versant gauche de la vallée du Rio Freddo où cette unité perd son individualité. D'autre part, on retrouve plus ou moins loin vers le Sud et le Sud-Est, des conglomérats analogues, observés localement dans l'autochtone aux Cabanes de Nogare (Sud-Est de Morignole) dans l'écaille de la Marta (8 km au Sud de la Brigue), où ils reposent sur le poudingue à *Microcodium*, et au Mont Gerbonte ([3]), qui appartient sans doute aussi à une imbrication locale de l'autochtone.

Position stratigraphique et nature des conglomérats. — Dans toute la série du Mont Pépin les conglomérats soulignent la transgression lutétienne. Ils reposent sur le Trias et le Jurassique depuis le Nord de Limonetto jusqu'au Fort Pépin. Dans les imbrications des Barres de Boaire qui prolongent la série entre Pépin et le Rio Freddo ils font suite au Jurassique ou à du Sénonien broyé. Dans l'autochtone de Morignole ils sont transgressifs sur le Sénonien pélagique, comme aussi à la Marta et au Mont Gerbonte.

Les galets de l'écaille de Pépin correspondent en très grande majorité à des rhyolites à biotite. A ce type courant s'adjoignent des échantillons plus rares de rhyolites à micropegmatites ou à sphérolites. Au Col de Tende, comme à Nogare, certaines rhyolites à nombreux phénocristaux et à débris de cristaux de quartz et de feldspath évoquent des brèches volcaniques.

Sur les 32 roches étudiées, tant du Nord de Limonetto, des abords du Col de Tende, du Mont Pépin que des régions plus méridionales, une seule correspond à une dacite. Il existe une faible proportion de galets de roches sédimentaires — provenant sans doute du substratum — dont une arkose, sans doute permienne, à cailloutis de rhyolite à biotite.

Certaines des rhyolites paraissent très transformées. De la séricite s'est abondamment développée aussi bien dans la pâte qu'au détriment des feldspaths, et l'on peut se demander si la roche n'a pas subi un léger métamorphisme, bien que l'écrasement puisse produire des effets analogues. En tout cas, cette roche fut altérée et écrasée avant de se trouver incorporée en galets dans le Lutétien.

Le ciment qu'à l'œil nu nous avions tenu pour arkosique ne l'est réellement jamais. C'est un calcaire plus ou moins gréseux avec des débris de

feldspaths. Les grains de quartz sont peu roulés, parfois anguleux, de toutes tailles; ils ne sont pas triés. De tout petits galets ou graviers de rhyolites ou de quartz filonien les accompagnent.

Les Nummulites, noyées dans la pâte unissant les galets, sont fréquemment en débris plus ou moins triturés, mais le plus souvent encore intactes et n'offrant alors aucun caractère de remaniement. Il s'agit de *Nummulites aturicus* et *N.* cf. *incrassatus* datant le Lutétien supérieur.

Ces conglomérats passent vers le haut à des grès sombres renfermant la même faune du Lutétien supérieur et, par cette transition, à un flysch noir absolument stérile où ni le Bartonien ni le Priabonien ni l'Oligocène ne peuvent être définis, bien que sa puissance, de l'ordre de 200 m, en laisse supposer l'existence.

Les galets du conglomérat local de l'autochtone des abords de Morignole offrent les mêmes particularités pétrographiques. Un seul d'entre eux correspond à une ancienne roche cristallophyllienne très altérée, différente d'ailleurs de tout ce qui est connu dans l'autochtone de l'Argentera-Mercantour.

Les conglomérats des écailles de la Marta et du Mont Gerbonte sont d'extension très limitée car ils ne sont connus, au Sud de cette montagne, ni au Torrage ni au Mont Legue, ni au Pas de Muraton.

Leurs éléments sont peu différents. Il s'agit toujours de rhyolites mais de faciès plus variés. Aux rhyolites à biotites typiques s'ajoutent des rhyolites à micropegmatite ou à lithophyse. Un échantillon est riche en phénocristaux. Le ciment des conglomérats présente les mêmes caractères que dans la série du Mont Pépin.

Comparaison et âge des roches éruptives des galets. — D'après ce qu'on sait de la région, tous ces matériaux semblent provenir du démantèlement de roches éruptives permiennes.

C'est avec celles de la série du Mont Besimauda et particulièrement celles que nous avons observées au Colle del Pas (Est du Marguareis) que la ressemblance est la plus étroite ([5]), jusque dans le mode d'altération, le développement de la séricite et les indices d'écrasement, qui avaient déjà frappé S. Conti lors de son étude du massif du Besimauda ([4]). En revanche, aucun des galets examinés n'appartient aux divers types de roches clastiques écrasées accompagnant, dans le Pennique ligure, les roches éruptives qui, seules, sont représentées ici.

Le Permien du massif de l'Argentera comporte des roches éruptives. Toutefois entre la Haute Vésubie et l'ennoyage terminal des terrains anciens à l'Ouest de la Roya on n'y connaît aucune rhyolite, mais seulement de rares et très minces coulées de dacites.

Il existe bien, dans les conglomérats du Permien, des galets de roches éruptives, mais cette série détritique ancienne ([6]), limitée à la région du

Mont Bego, des Merveilles et de la Rocca dell' Abisso, ne saurait, de par sa position, avoir fourni les roches incluses dans le Lutétien. D'ailleurs il s'agit là, en majorité, de basaltes et d'andésites qui ne se trouvent pas dans les galets du Tertiaire étudié.

Nature de la sédimentation du Lutétien supérieur conglomératique. — Le Lutétien supérieur de l'autochtone est argilo-gréseux et fait suite en concordance apparente au Sénonien.

En revanche le Lutétien supérieur conglomératique de l'écaille inférieure repose sur du Trias et du Jurassique depuis le Mont Pépin jusqu'au Bec de Baral (Nord de Limonetto). Il en est sans doute de même plus loin vers le Nord-Ouest. Ses contacts avec le Sénonien dans les petites imbrications très écrasées de la barre de Boaire sont peut-être mécaniques.

Il s'en suit que la série I (Pépin) est caractérisée à la fois par sa base triasique-jurassique, sans Néocomien, et par la nature des couches de son Lutétien supérieur transgressif. Celui-ci renfermant quelques cailloux de dolomies et de calcaires mais surtout des galets de rhyolites permiennes, il ne peut s'agir d'une transgression banale soulignée par un conglomérat de base. En majeure partie, les galets de ce conglomérat viennent donc d'ailleurs.

Leur calibrage, leur forme, évoquent un apport fluviatile. Toutefois la stratification ne comporte pas de lentilles sableuses définies ni de dispositifs entrecroisés. Et surtout, les Nummulites, tant fraîches qu'en débris, sont partout et dès la base, associées au ciment. Il ne s'agit donc pas davantage d'un ancien dépôt alluvionnaire ou éluvionnaire recouvert par la mer transgressive. Si le premier transport des galets put être le fait de cours d'eau, le conglomérat s'est partout sédimenté dans la mer, mais sans brassage violent, car les quartz du ciment du conglomérat sont le plus souvent à peine émoussés.

La forme allongée du dépôt visible pourrait faire penser que ces galets ont été dispersés sous l'action d'un courant côtier, mais l'étroitesse de leur affleurement résulte d'une intersection avec la surface topographique et nous ne savons pas, en fait, sur quelle largeur ils règnent. Toutefois l'indice fourni par les apparitions localisées de galets dans l'autochtone du Sud de Morignole et de la région de la Marta incite à penser que le relief d'où provinrent ces matériaux, ou le long duquel ils s'étalèrent, devait s'allonger en direction Nord-Ouest-Sud-Est sur une trentaine de kilomètres depuis le Gesso.

Sens du déplacement des écailles et répartition de leurs faciès. — Les écailles ont été poussées du Nord-Est au Sud-Ouest. L'écaille I (Pépin) paraît avoir subi un faible déplacement dans la région comprise entre le Col de la Crocette et l'amont de Morignole. Sur la transversale du Mont Pépin ou du Col de Tende, il fut au moins de 4 à 5 km. La translation fut sans

doute plus importante au Nord, dans la partie italienne de l'unité. L'écaille II (Riou Frei) a certainement subi un plus grand transport. Son Lutétien au lieu d'être détritique est en calcaires bleutés très purs, sans nulle trace de grès ou d'éléments détritiques. Le flysch qui le surmonte est différent du flysch noir de l'écaille de Pépin.

Si l'on déplie par la pensée les unités tectoniques, il apparaît du Sud-Ouest au Nord-Est : une zone autochtone de largeur indéterminée correspondant à l'enveloppe du massif de l'Argentera, où se sédimentait un Lutétien-Bartonien dépourvu de galets éruptifs; puis une ride arasée faisant affleurer le Trias et le Jurassique, sur lesquels repose aujourd'hui le conglomérat de Pépin. Ce conglomérat ne pouvant provenir du massif de l'Argentera devait être originaire du Nord-Est. S'il rappelle les formations éruptives du Pennique ligure, typiquement représentées au Marguareis et au Mont Besimauda, il n'en peut non plus provenir. En effet, le dépliement des écailles montre qu'au Nord-Est de celle de Pépin régnait le bassin où se sédimentait le Lutétien de la série de Riou Frei. Or celui-ci consiste, on l'a vu, en calcaires à Algues et Nummulites sans aucun apport grossier et absolument différents du Lutétien détritique de l'écaille subordonnée. Les rhyolites de Pépin ne pouvant venir ni de l'Argentera ni du Besmauda n'ont pu émaner que d'un relief anticlinal ayant existé au début de l'Éocène supérieur *entre* le domaine autochtone actuel et celui où s'est déposée la série de Riou Frei. En d'autres termes, le Permien — un Permien d'ailleurs plus apparenté à celui du Besimauda qu'à celui de l'Argentera — a dû affleurer au cœur d'un pli. La mer lutétienne a sédimenté les galets sur le Trias et le Jurassique arasés de son flanc Sud-Ouest formant aujourd'hui la base de l'écaille de Pépin. Ce pli — dont la largeur était au moins de 2-3 km — dut s'étendre jusqu'à hauteur de Limone et sans doute plus au Nord. C'est lui, ou une ride de relai, semblablement érodée à ce moment, qui fournit les galets de l'autochtone de Nogare, de la Marta et du Gerbonte.

Aujourd'hui, dans la zone des écailles, cet ancien affleurement de Permien n'est plus visible, caché qu'il se trouve sous l'écaille de Riou Frei et le massif du Marguareis.

Quant à ces deux unités, la comparaison de leurs constituants stratigraphiques fait apparaître de grandes analogies entre les dépôts sénoniens et lutétiens. En revanche on tend à considérer que dans le Marguareis et contrairement à ce qui existe dans la série de Riou Frei, il y a, sous le faciès pélagique, passage du Sénonien au Paléocène.

Cet hétéropisme des dépôts du début du Tertiaire s'accorde d'ailleurs avec celui qui différencie les Malms des deux unités : ainsi sait-on que le Jurassique supérieur de l'écaille de Riou Frei est en calcaire bleu, sans faciès de Guillestre, alors qu'au Marguareis il comporte des fausses brèches tithoniques de type briançonnais. On soupçonne du reste des transitions

entre ces types, transitions qui feront l'objet d'une autre étude, mais qui impliquent un notable éloignement des bassins de sédimentation.

Conclusion. — L'hétéropisme de ces diverses séries nous oblige donc à conclure que celle de Riou Frei a subi un certain transport par rapport à celle de Pépin et que le Pennique ligure avec sa couverture mésozoïque de faciès briançonnais (Marguareis) a subi un déplacement au moins équivalent par rapport à celle de Riou Frei.

Remontant de la situation tectonique actuelle à la paléogéographie du Tertiaire, tentons de construire un profil situant ces divers bassins dans des proportions vraisemblables. Il apparaît alors que le bassin et la ride anté-lutétienne de Pépin ont dû avoir ensemble 8-10 km de large; que le bassin de sédimentation de la série de Riou Frei dut mesurer, avec la zone de transition à la série du massif du Marguareis, une largeur de l'ordre de 15 km. Compte tenu du chevauchement de l'écaille de Pépin sur l'autochtone, le déplacement du Pennique ligure fut donc au total de 30-35 km sur la transversale du Marguareis. Que de tels chiffres paraissent élevés et qu'on tende, par prudence tectonique, à les réduire, on ne peut en tout cas évoquer moins qu'un charriage de l'ordre de 20 km.

Quant à ce qui se passe plus à l'Est, le manteau allochtone de la série à Helminthoïdes, qui cache jusqu'à la mer le bord du massif ligure et s'étend loin vers le Sud, interdit encore d'en parler.

Dans le secteur embrassé par la présente Note nous arrivons ainsi à la conclusion que le bord frontal du Pennique ligure devait se trouver au Lutétien à 20 ou 30 km au Nord-Est de son emplacement d'aujourd'hui. La ride qui fournit les galets du conglomérat de Pépin paraît être née environ 10 km au Nord-Est du bord actuel de l'écaille I et avoir été allongée sur une trentaine de kilomètres du Nord-Ouest au Sud-Est, entre les régions qui allaient devenir respectivement le bord Sud-Est du massif de l'Argentera et le front Sud-Ouest du Pennique ligure. Hypothétiquement, mais non sans vraisemblance, cette ride nous paraît ainsi être née aux premiers temps de l'orogénie alpine (phase laramique de Stille), avoir été d'abord érodée, ensuite recouverte par la transgression du Lutétien supérieur. Lorsque, vers la fin de l'Oligocène, se produisirent l'avancée du Pennique ligure et la formation des écailles parautochtones tendasques, elle fut définitivement cachée par l'avancée des éléments charriés.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 30, 311 et 586.

(2) M. Lanteaume, *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 1956, p. 199-202.

(3) M. Lanteaume, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1496.

(4) S. Conti et G. Rovereto, *Atti Acad. Lincei*, Memoire Ser. VIII, 3, section II, fasc. 3, 1951, p. 43-130.

(5) A. Faure-Muret et P. Fallot, *Bull. Carte géol. Fr.*, 241, t. LII, 1954, p. 283-319.

(6) A. Faure-Muret, *Mém. Carte géol. de Fr.*, 1954 (sans tomaison).

PHYSIOLOGIE. — *Sur le mécanisme de « l'échappement du cœur » pendant la stimulation des nerfs pneumogastriques.* Note de MM. Léon Binet, Maurice V. Strumza, Michel Vermot et Fred Zacouto.

Le processus aboutissant à l' « échappement cardiaque » pendant la stimulation des nerfs pneumogastriques, n'est pas encore parfaitement élucidé. Pour expliquer la reprise des battements cardiaques malgré la persistance de l'excitation des vagues peuvent être invoqués, entre autres phénomènes :

1° l'épuisement de la production d'acétylcholine ou d'autres produits susceptibles d'inhiber l'activité du cœur pendant la stimulation des nerfs pneumogastriques;

2° l'accélération de la destruction de ces substances inhibitrices;

3° la distension des cavités cardiaques par le sang veineux qui continue à affluer au cœur, pendant l'arrêt en diastole, et déclenchement des contractions systoliques par suite de la tension des fibres myocardiques;

4° l'intervention des glandes surrénales;

5° le réveil de l'activité autonome des formations infranodales par suite de l'inhibition des nœuds sino-auriculaires et auriculoventriculaires.

A la suite d'une expérimentation sur le Chien dont les battements pouvaient être entretenus à volonté, électriquement, nous pensons pouvoir exclure les deux premiers mécanismes explicatifs.

Nos recherches ont porté sur 22 chiens chloralosés dont nous enregistrons la tension artérielle et la respiration. Les nerfs pneumogastriques, mis à nu au cou, étaient stimulés à l'aide d'un excitateur électronique, à raison de 50 impulsions à la seconde d'une durée de 1 ms et d'une tension de 180 V. Les systoles ventriculaires étaient entretenues régulièrement à l'aide d'un générateur électrique donnant des impulsions monophasiques d'une durée de 2 ou 3 ms, d'une intensité de 150 à 400 V et à la fréquence de 80 à 200 à la minute. Les électrodes étaient des aiguilles placées dans le tissu cellulaire sous-cutané, le long des lignes axillaires, de part et d'autre du thorax, au niveau des cinquièmes et sixièmes espaces intercostaux.

Diverses épreuves étaient réalisées, d'abord sur l'animal intact, les stimulations des pneumogastriques étant effectuées sur les nerfs dans leur continuité, soit séparément sur chaque nerf, soit simultanément sur les deux. Dans un second temps, les nerfs étaient sectionnés au cou et des stimulations pratiquées sur le bout périphérique de l'un ou des deux nerfs.

Une excitation initiale donnait l'occasion d'enregistrer l'arrêt des battements cardiaques suivi de l'échappement qui survient en 3 à 105 s, selon les sujets, les nerfs ou les segments de nerfs en cause.

Après une interruption de la stimulation des nerfs pneumogastriques, on attendait le retour de la tension artérielle et de la fréquence cardiaque à leur valeur primitive. Le cœur était alors stimulé à l'aide du générateur électrique et une fréquence déterminée était imposée. Dans ces conditions,

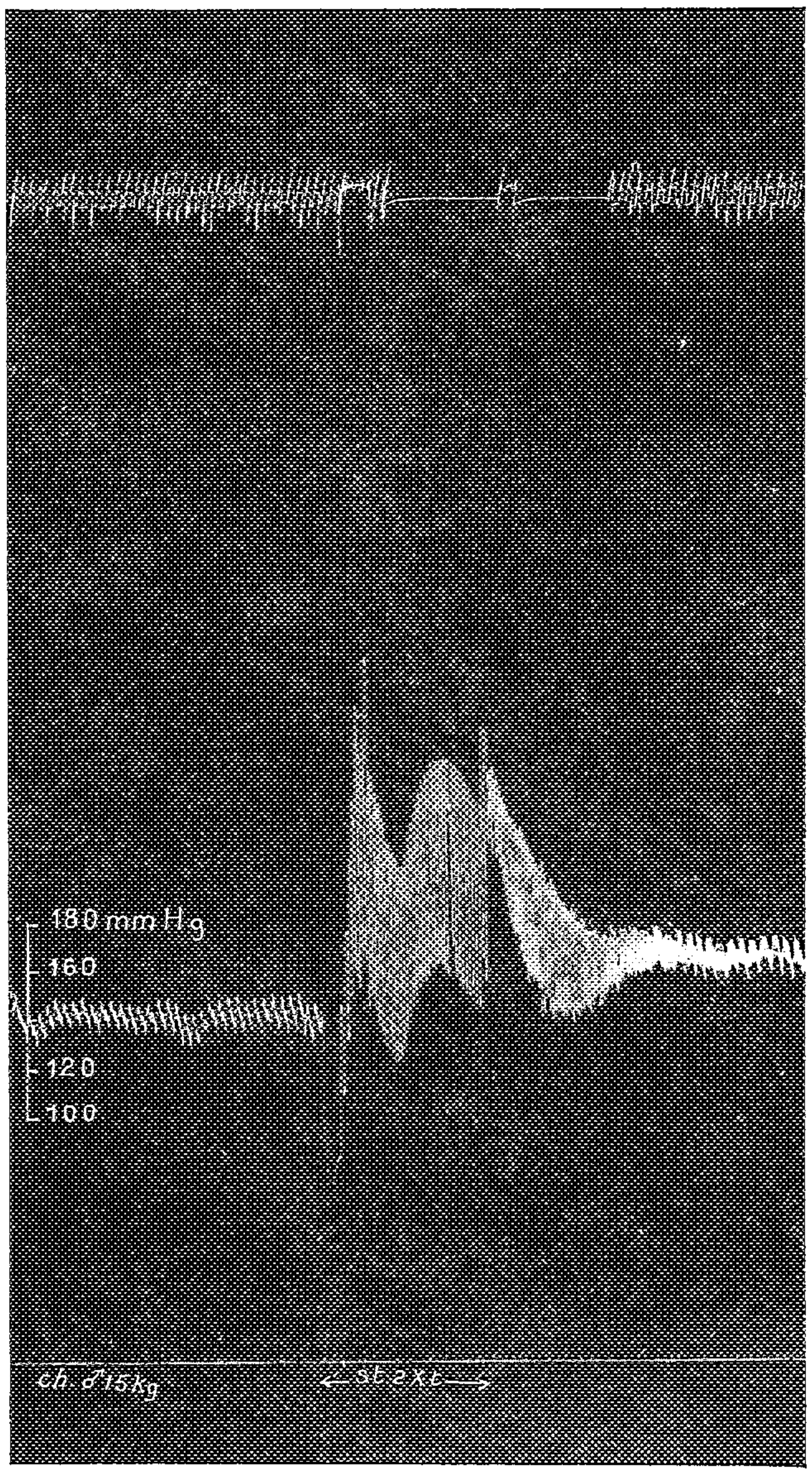


Fig. 1. — Chien 15 kg, chloralosé. De haut en bas : respiration, tension artérielle, temps en secondes. Entre les flèches, stimulation des deux nerfs pneumogastriques dans leur continuité.

l'excitation du bout périphérique des nerfs pneumogastriques n'était plus suivie d'arrêt cardiaque. On sait en effet, depuis Henri Fredericq, que le cœur répond par une systole à une stimulation électrique portée

sur le myocarde pendant l'arrêt diastolique d'origine vagale. Donc durant toute la stimulation qui porte simultanément sur le bout périphérique du nerf pneumogastrique et sur le myocarde, la fréquence cardiaque demeure inchangée.

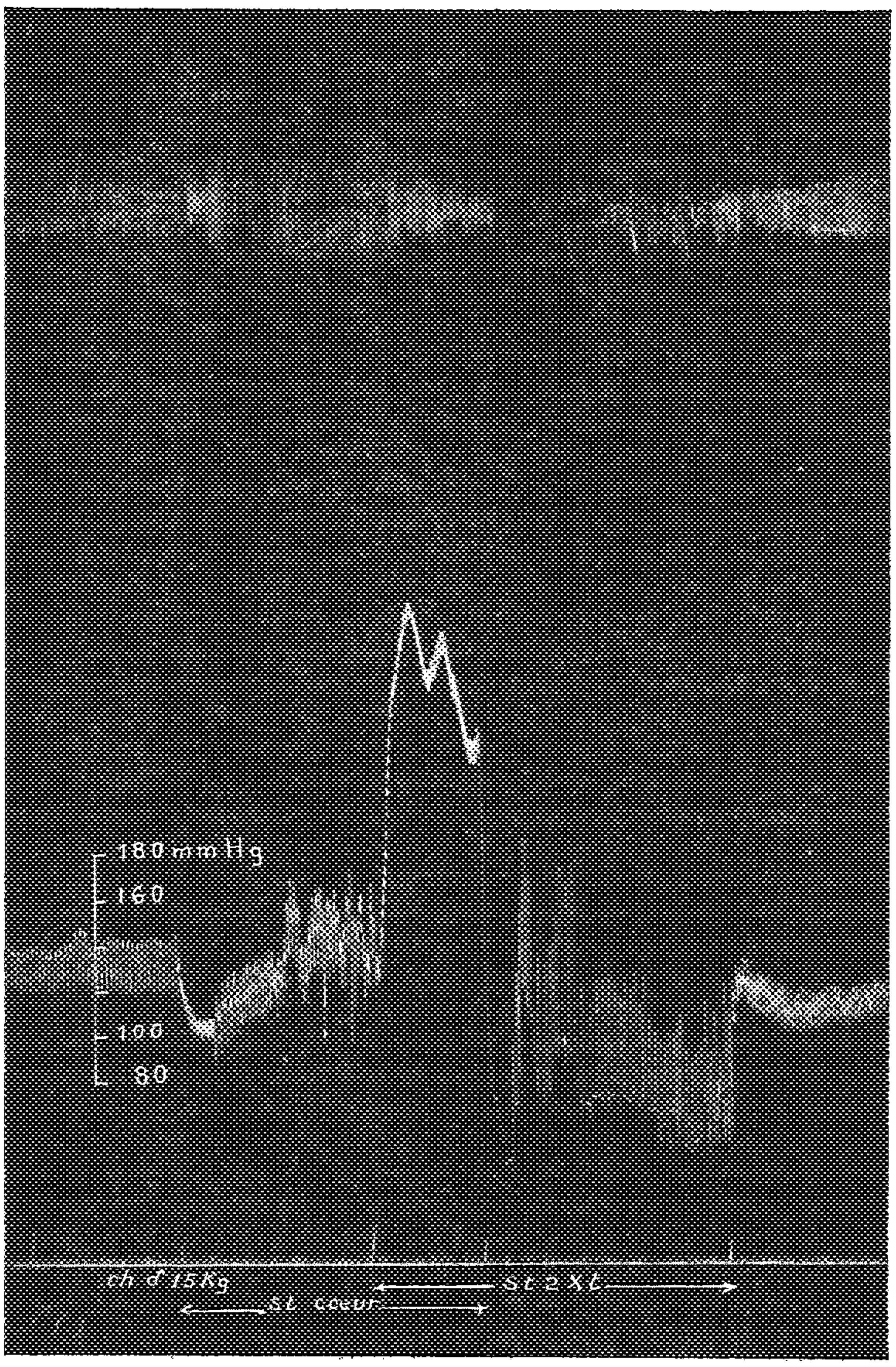


Fig. 2. — Reprendre la légende de la figure 1. Entre les flèches inférieures, stimulation du cœur; entre les flèches supérieures, stimulation des deux nerfs pneumogastriques dans leur continuité. Pendant une minute stimulation simultanée du cœur et des nerfs.

A un moment donné, l'entraînement électrique du cœur est interrompu : immédiatement les battements cardiaques s'arrêtent et, après un laps de temps sensiblement égal à celui enregistré au cours de l'épreuve initiale

témoin, l'échappement survient. On peut ainsi, à volonté, déclencher l'arrêt cardiaque et le phénomène d'échappement 1, 2, 5, ... mn après le début de la stimulation des nerfs pneumogastriques. La durée de l'arrêt cardiaque en diastole est la même pour chaque animal, que ce phénomène ait été retardé ou non par l'entraînement électrique du cœur.

Lorsque pendant l'entraînement électrique du cœur, les nerfs pneumogastriques sont stimulés dans leur continuité, non seulement on ne provoque pas d'arrêt cardiaque, mais on déclenche immédiatement une poussée d'hypertension artérielle accentuée comme par l'excitation du bout central de ces nerfs sectionnés au cou. La suspension de l'entraînement électrique du cœur détermine instantanément l'arrêt de cet organe suivi de la reprise des battements, malgré la persistance de l'excitation des nerfs pneumogastriques.

Si la stimulation simultanée du cœur et des nerfs pneumogastriques dans leur continuité est prolongée plus de 1 mn, l'hypertension s'atténue mais néanmoins, l'interruption de l'entraînement électrique du cœur détermine l'arrêt cardiaque en diastole et, consécutivement, le phénomène d'échappement.

Ainsi, chez le Chien chloralosé, le maintien artificiel de contractions systoliques du cœur à la fréquence de 150 à 200 à la minute (ce qui empêche l'arrêt cardiaque par stimulation des nerfs pneumogastriques au cou), ne permet pas au processus déterminant de l'échappement d'apparaître, même lorsque l'excitation vagale est prolongée plusieurs minutes. L'échappement cardiaque ne peut donc être la conséquence de l'épuisement de la production de substances inhibitrices ni de l'accélération de leur destruction.

(*Laboratoire de Biologie aéronautique de la Faculté de Médecine de Paris.*)

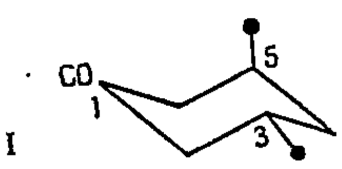
CHIMIE ORGANIQUE. — *Au sujet de la trans-3.5-diméthylcyclohexanone et de son alcool.* Note (*) de MM. Raymond Cornubert, Hubert Lemoine et Gilbert Vivant.

Ces deux substances sont intransposables; la comparaison de cette cétone (I) et de son stéréoisomère (II) milite en faveur de la représentation gauche en chaise du cyclohexane.

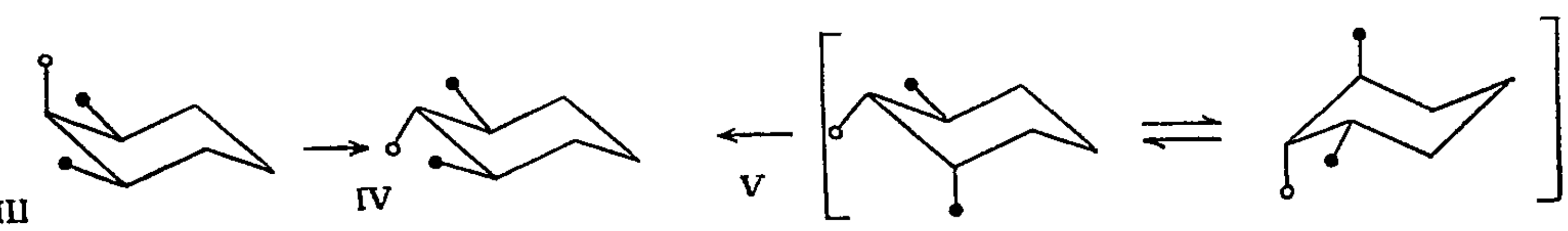
Dans une précédente Note ([1]) nous avons indiqué que nous n'avions jamais pu atteindre la 3*e*.5*a*-diméthylcyclohexanone-1 (I) contrairement à von Braun et Haensel ([2]) et à Skita et Faust ([3]) (⊛, groupe méthyle) :

Cette question nous intéressant d'une façon toute particulière, nous l'avons

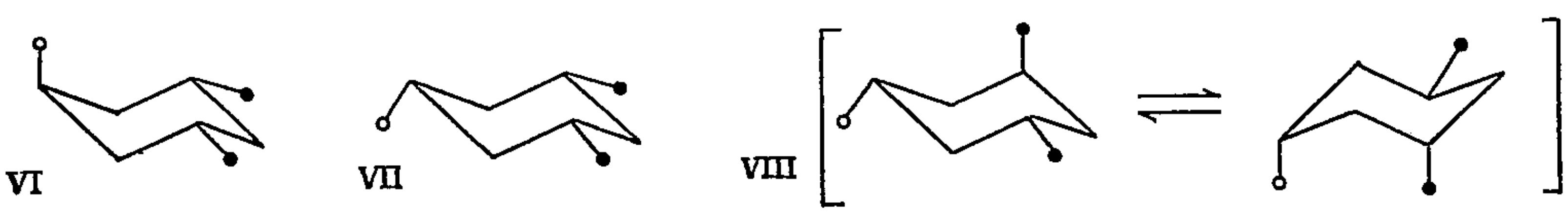
reprise et avons enfin pu réaliser les expériences qui retenaient notre attention depuis dix ans.

I  II 

Le point fondamental est celui-ci : les 2.6-diméthylcyclohexanols ont manifesté les possibilités suivantes de transposition par chauffage avec du sodium à 200° ([4]), (O, groupe OH) :



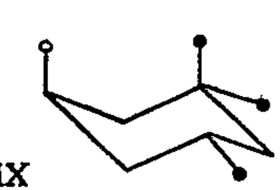
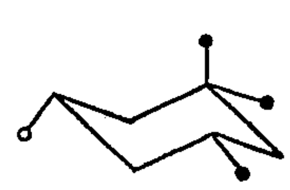
Dès lors on pouvait se demander s'il en serait de même pour la série correspondante diméthylée en 3 et 5 :



La transposition (VI)→(VII) a été effectivement observée ([9]), ceci même à froid sous l'influence du sodium (l'un de nous et W. Kondrachoff l'étudient actuellement quant au mécanisme), mais la transposition (VIII) → (VII) se réaliserait-elle encore car les chaleurs de combustion sont respectivement (en calories par gramme) 9 333, 9 220 et 9 147 pour les composés (VI), (VII), (VIII) ([3]).

L'expérience nous a montré que cette transposition ne se produit pas ; le chauffage de l'alcool (VIII) avec un excès de sodium à 200° pendant 50 h, le laisse absolument intact. De plus l'alcool (VII) est intransposable dans les mêmes conditions, même pour un faible pourcentage, contrairement à ce que l'on observe avec les méthylcyclohexanols qui créent des équilibres que nous apprécions à 93 % (α) et 85 % (β et γ) d'alcool biéquatorial ([5]).

Cependant le 3*e*.5*e*.5*a*-triméthylcyclohexanol-1*a* (IX) se transpose en l'isomère X par chauffage avec du sodium à 200° (et même dans des conditions plus douces) en produisant l'équilibre 25 % (IX) ⇌ 75 % (X) également trouvé dans d'autres circonstances expérimentales par Wickler ([6]).

IX  X 

Les alcools (VIII) et (IX) qui contiennent tous deux un système $3e.5a$-diméthylé ne se comportent donc pas de la même manière; il est vrai que la transposition éventuelle n'est pas la même. En faisant abstraction du mécanisme actuellement inconnu de ces transpositions, et en ne considérant par suite que l'état initial et l'état final, l'alcool (VIII) aurait dû modifier la position d'un groupe méthyle, tout comme l'alcool (V), tandis que l'alcool (IX) change celle de son groupe hydroxyle.

La cétone (I) a été isolée en s'inspirant de la technique de Skita et Faust qui fait employer un nickel réduit sur terre d'infusoires ([3]); à partir de 168 g de xylénol-1.3.5, ces auteurs ont obtenu 76 g de carbure et 50 g d'un mélange d'alcools. Nous avons pu constater l'importance primordiale de la pureté du nitrate de nickel ainsi qu'il résulte des nombres qui suivent (sur 600 g de xylénol par catalyseur; pour la signification des majuscules du tableau, *voir* un peu plus loin dans la présente Note).

Catalyseur issu d'un nitrate de nickel.	Alcool brut.	Carbure.	A.	B.	C.	D.	E.
I. Pur du commerce	434 g	65,5 g	168 g	32 g	7 g	4 g	1,9 g
II. Technique A	525	20	269	47	7,5	0,2	1,7
III. R. P. exempt de cobalt	516	<10	209	47	13,5	10,8	4,8
IV. Technique B	460	30	117	22	4,6	3	<0,5

Le catalyseur III a donc donné l'alcool brut avec un rendement de 87 % contre 30 chez Skita et Faust; nous avons, par suite, travaillé avec ce catalyseur en opérant comme suit par fractions de 200 g de xylénol : le produit et le catalyseur sont introduits dans l'autoclave sous une pression de 50 kg d'hydrogène; on chauffe alors à 180-200° et ne met qu'à ce moment l'agitateur en marche; la température monte et se maintient à 230°; en 3 mn la pression tombe complètement; on recharge naturellement jusqu'à la fin de la fixation.

La matière obtenue est ainsi traitée : l'alcool solide est séparé, et l'alcool restant liquide à 0°(A) est oxydé en cétone qui est convertie en oxime solide qui est séparée et en oxime restant liquide à 0°(B) ([7]); cette dernière conduit à une cétone dont l'hydrogénation au platine en milieu acétochlorhydrique engendre un alcool (C) qui fournit un dinitrobenzoate (DNB) F 139°(D) à côté d'un DNB F 64°(E) dont l'hydrolyse libère l'alcool pur (VIII); son oxydation donne une cétone dont la purification par l'intermédiaire de la semicarbazone F 186-187° fait enfin aboutir à la cétone pure (I).

Malgré cette systématique sur les catalyseurs, le rendement en alcool cherché VIII est extrêmement faible; à partir de 3350 g de xylénol-1.3.5 il n'a été obtenu que 28 g de cet alcool ($É_{11}$ 82°; d_4^{20} 0,908; n_D^{20} 1,4580) conduisant à la cétone pure $É_{17}$ 62-63°; d_4^{20} 0,903; n_D^{20} 1,4463 en accord avec les auteurs allemands précités.

Pour la cétone stéréoisomère II issue de l'oxime F 79°, nous avons trouvé d_4^{20} 0,893; n_D^{20} 1,4425 nombres concordant également avec ceux relatés par les

auteurs précités (la semicarbazone de cette cétone cis fond à 197-198° et le mélange des deux semicarbazones à 183-186°). La cétone reconnue de caractère cis parce que fournissant deux alcools, a donc des constantes plus faibles que celles de la cétone déclarée trans I qui n'en engendre qu'un. Or ces deux caractères ne sont harmonisables qu'en considérant la structure gauche en chaise du noyau cyclohexanique, et ceci vérifie nos précédents travaux sur la détermination de la structure gauche de la cétone II par sa conversion en le carbure correspondant de moindres constantes, cétone ainsi trouvée diéquatoriale (8).

Enfin nous avons montré précédemment que la cétone II est intransposable par l'une quelconque des méthodes habituelles permettant le passage de la *l*-menthone à la *d*-isomenthone ou inversement (9). Nous avons maintenant observé qu'il en est de même pour la cétone I dans l'essai de Beckmann à l'acide sulfurique concentré; on la retrouve intacte, conclusion basée sur la conversion en l'alcool (VIII) de DNB F 64°,5 par l'hydrure d'aluminium et de lithium tandis que dans les mêmes conditions, la cétone II engendre l'alcool (VII) de DNB F 73°.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) Mlle M.-M. Claudon, MM. R. Cornubert, H. Lemoine et R. Malzieu, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 309.

(2) *Ber.*, 59, 1926, p. 1999.

(3) *Ber.*, 72, 1939, p. 1127.

(4) R. Cornubert, P. Anziani, P. Hartmann et M. Lemoine, *Bull. Soc. chim.*, 17, (5), 1950, p. 6.

(5) R. Cornubert, K. Nadjm-Abadi, W. Kondrachoff et R. Vuillemin, essais inédits.

(6) *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 2171.

(7) Contrairement à l'opinion émise par von Braun, Skita et leurs collaborateurs, l'oxime B même abandonnée à 0° et ne déposant plus de cristaux F 79°, pendant plusieurs jours n'est pas pure, thèse que nous avons toujours soutenue; elle conduit en effet aux DNB (D) et (E).

(8) Mlle M. M. Claudon, MM. R. Cornubert, H. Lemoine et R. Malzieu, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1471.

(9) R. Cornubert, R. André et P. Hartmann, *Bull. Soc. Chim.*, (5), 15, 1948, p. 863-867.

DÉSIGNATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

— aux Cérémonies organisées par l'**École polytechnique de Prague**, pour commémorer, du 25 mai au 2 juin 1957, le deux cent cinquantième anniversaire de la fondation de l'enseignement technique dans cette ville : MM. **Georges Darrieus** et **Georges Poivilliers**;

— dans le jury d'attribution de la **Médaille d'or française de la science des**

CLIMATS ARTIFICIELS, qui sera décernée tous les deux ans par l'Industrie thermique, à l'occasion des **Journées internationales de Chauffage, Ventilation et Conditionnement de l'Air** : M. **Albert Caquot.**

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée :

— du deuxième **Colloque international sur la qualité végétale**, qui aura lieu au Conservatoire national des arts et métiers, du 24 au 27 avril 1957;

— des Congrès de l'**Achema**, qui se tiendront à Francfort-sur-le-Mein, du 31 mai au 8 juin 1958, dans le cadre du **Rassemblement européen des Arts chimiques.**

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Collection de logique mathématique. Série A. XII. *La crise de la raison et la Logique*, par E. W. Beth.

Il signale également plusieurs feuillets polycopiés :

1° Union internationale de physique pure et appliquée. *Rapport du Secrétaire général* et *Annexes* nos 1, 2, 3;

2° id. *Colloque international. Problèmes physiques de la Télévision en couleurs. Circulaire* n° 2.

GÉOMÉTRIE DES NOMBRES. — *Le volume des Polyèdres entiers.* Note de M. **John E. Reeve**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Formule donnant une relation entre le volume d'un polyèdre entier et le nombre de ses points communs avec les réseaux entiers et associés.

Soit l le réseau fondamental dans le plan euclidien E_2, à savoir l'ensemble des points à coordonnées entières dans un système fixe de coordonnées cartésiennes, le parallélogramme fondamental ayant pour aire l'unité. Un sous-ensemble non vide de E_2 s'appelle un *l-polygone* s'il admet un recouvrement fini simplicial par des simplexes rectilignes dont les sommets appartiennent à l et si dans un tel recouvrement chaque simplexe de dimension 0 ou 1 appartient à au moins un 2-simplexe; il est alors bien connu que

l'aire $A(\gamma)$ de γ est déterminée par la formule

$$A(\gamma) = l(\gamma) - \frac{1}{2} l(\bar{\gamma}) - 1,$$

où $l(\gamma)$ et $l(\bar{\gamma})$ indiquent le nombre de points de l qui appartiennent respectivement à un l-polygone γ et à sa frontière $\bar{\gamma}$, pourvu que $\bar{\gamma}$ soit une courbe fermée de Jordan.

Certaines généralisations de cette formule ont été données, notamment par M. Eugène Ehrhart [1]. Cependant, autant que je sache, la généralisation suivante, valable pour tous les l-polygones de E_2, n'a pas encore été publiée.

THÉORÈME. — *Si γ est un l-polygone arbitraire, et si $A(\gamma)$ désigne son aire, alors*

$$(1) \qquad A(\gamma) = \{ l(\gamma) - N(\gamma) \} - \frac{1}{2} \{ l(\bar{\gamma}) - N(\bar{\gamma}) \},$$

où $N(\gamma)$ et $N(\bar{\gamma})$ désignent les caractéristiques d'Euler-Poincaré de γ et γ.

Dans cette Note nous définissons la caractéristique d'Euler-Poincaré de tout complexe n-dimensionnel, simplicial et fini, contenant α_i simplexes de dimension i, $0 \leqq i \leqq n$, comme l'entier $\sum_{i=1}^{i=n} (-1)^{i+1} \alpha_i$.

Le but principal de cette Note est d'attirer l'attention sur le fait qu'il existe une formule analogue à (1) associant dans l'espace euclidien E_3 le volume d'un polyèdre au réseau fondamental.

Soit L le réseau fondamental de E_3, c'est-à-dire l'ensemble des points à coordonnées entières dans un système de coordonnées cartésiennes, le parallélépipède fondamental ayant pour volume l'unité. Pour chaque entier positif n nous définissons un réseau L_n de la manière suivante : le point (a, b, c) appartient à L_n si et seulement si le point (na, nb, nc) appartient à L; en particulier $L_1 = L$.

Un sous-ensemble non vide de E_3 s'appelle un *L-polyèdre* s'il admet un recouvrement fini simplicial par des simplexes rectilignes dont les sommets appartiennent à L et si dans un tel recouvrement chaque simplexe de dimension 0,1 ou 2 appartiennent à au moins un 3-simplexe. Si π est un L-polyèdre, $\bar{\pi}$ désigne l'ensemble des points frontières de π. D'autre part, $L_n(\pi)$ et $L_n(\bar{\pi})$ désignent, pour $n \geqq 1$. le nombre de points de L_n qui appartiennent respectivement à π et $\bar{\pi}$.

THÉORÈME. — *Si n est un entier positif et si π est un L-polyèdre de volume $v(\pi)$, alors*

$$\begin{aligned} 2(n-1)n(n+1)V(\pi) = {} & 2\{L_n(\pi) - nL_1(\pi) - (n-1)N(\pi)\} \\ & - \{L_n(\bar{\pi}) - nL_1(\bar{\pi}) - (n-1)N(\pi)\}, \end{aligned}$$

où $N(\pi)$ et $N(\bar{\pi})$ désignent les caractéristiques d'Euler-Poincaré de π et de $\bar{\pi}$.

Ce théorème, ainsi que d'autres résultats, sont démontrés par l'auteur dans un article qui paraîtra prochainement dans les « Proceedings of the London Mathematical Society ».

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 686; 242, 1956, p. 332, 1570, 1844, 2217; 243, 1956, p. 347; 244, 1957, p. 157, 434.

THÉORIE DES NOMBRES. — *Valeur minima du module pour un ensemble fermé d'indices algébriques.* Note de Mlle **Christiane Chamfy**, présentée par M. Paul Montel.

Soit S_1 l'ensemble des entiers algébriques supérieurs à 1 en module dont tous les autres conjugués sont intérieurs au cercle-unité; ces nombres sont réels. Soit S_2 l'ensemble des entiers algébriques réels et $\overline{S}_2$ l'ensemble des entiers algébriques imaginaires qui sont, ainsi qu'un autre de leurs conjugués, extérieurs au cercle-unité, tous les autres conjugués lui étant intérieurs.

L'ensemble S_1 est fermé et le plus petit nombre positif de S_1, que nous appellerons θ_1, est le zéro supérieur à 1 de $z^3 - z - 1$.

J. Kelly (1) a démontré que l'ensemble $S_1 + \overline{S}_2$ est fermé; $\overline{S}_2$ n'a donc pas de point d'accumulation sur le cercle-unité et le problème se pose de déterminer les nombres de $\overline{S}_2$ qui ont le module minimum.

Les nombres de $\overline{S}_2$ imaginaires purs sont les racines carrées des nombres négatifs de S_1, les plus petits en module sont $\pm i\sqrt{\theta_1}$, zéros de $z^6 - z^2 + 1$. *Nous allons montrer que $\sqrt{\theta_1}$ est le minimum du module des nombres de $\overline{S}_2$ et qu'il est atteint uniquement pour les couples zéros de $z^6 - z^2 + 1$, $z^3 + z^2 - 1$* et $z^3 - z^2 + 1$. *D'autre part, il n'existe pas de couple de nombres conjugués de* S_2 *simultanément inférieurs ou égaux en valeur absolue à $\sqrt{\theta_1}$, autres que les nombres $\pm\sqrt{\theta_1}$, zéros de $z^6 - z^2 - 1$; ce minimum $\sqrt{\theta_1}$ est $\#1,151$.*

1. Soient α et β deux nombres conjugués de S_2 ou de $\overline{S}_2$, zéros du polynome irréductible à coefficients entiers :

$$P(z) \equiv \varepsilon z^s + a_1 z^{s-1} + \ldots + a_s \qquad (a_s > 0,\ \varepsilon = \pm 1),$$

satisfaisant aux conditions

$$(A) \qquad |\alpha| \leq \sqrt{\theta_1} \quad \text{et} \quad |\beta| \leq \sqrt{\theta_1}.$$

On vérifie immédiatement que α et β ne peuvent satisfaire à (A) si $P(z)$ est réciproque. Supposons que $P(z)$ ne soit pas réciproque et formons : $Q(z) \equiv \varepsilon z^s P(1/z)$. Au couple α, β nous ferons correspondre la fraction rationnelle $f(z) \equiv P(z)/Q(z)$, telle que $|f(z)| = 1$, pour $|z| = 1$, qui admet $1/\alpha$ et $1/\beta$ pour seuls pôles dans $|z| \leq 1$. Soit $f(z) \equiv u_0 + u_1 z + \ldots + u_n z^n + \ldots$

au voisinage de $z=0$. Ce développement est à coefficients entiers, en particulier $u_0=a_s$ est >0. Considérons la suite des fractions

$$\Phi_0(z)\equiv f(z)\frac{(\alpha z-1)(\beta z-1)}{(z-\alpha)(z-\beta)},\qquad \ldots,\qquad \Phi_n(z)\equiv\frac{\Phi_{n-1}(z)-\Phi_{n-1}(0)}{\Phi_{n-1}(z)\Phi_{n-1}(0)-1}\,\frac{1}{z},\qquad \ldots,$$

$\Phi_n(z)$ est définie, holomorphe et bornée par 1 en module pour $|z|\leqq 1$ si $|\Phi_{n-1}(0)|\neq 1$. Les conditions $|\Phi_n(0)|\leqq 1$ donnent des relations d'inégalité entre les coefficients u_n de $f(z)$ et ses pôles $1/\alpha$ et $1/\beta$.

1° $|\Phi(0)|\leqq 1$ entraîne, si (A) est vérifiée : $u_0=1$.

2° On a alors $|\Phi(0)|<1$ et $|\Phi_1(0)|\leqq 1$ entraîne : $u_1=0$ ou $u_1=\pm 1$. Si $|\Phi_1(0)|=1$, α et β sont des unités du troisième degré, conjuguées de l'inverse d'un nombre de S_1. Il existe seulement deux tels couples satisfaisant à (A). Ils sont formés des conjugués de $\pm 1/\theta_1$, zéros de z^3+z^2-1 et z^3-z^2+1, qui appartiennent à $\overline{S}_2$ et ont pour module $\sqrt{\theta_1}$.

3° Supposons $|\Phi_1(0)|<1$ et exprimons que $|\Phi_2(0)|\leqq 1$:

a. si $u_1=\pm 1$: cette inégalité entraîne simultanément $u_2<1$ et $u_2>0$. *Ce cas est donc impossible.*

b. si $u_1=0$: $|\Phi_2(0)|\leqq 1$ entraîne que :

si α *et* β *sont réels*, ils sont de signes contraires et $u_2=1$;

si α *et* β *sont imaginaires* $u_2=-1$.

Si $|\Phi_2(0)|=1$, α et β sont des unités du quatrième degré et l'on vérifie immédiatement qu'elles ne peuvent satisfaire à (A).

4° Supposons $|\Phi_2(0)|<1$: $|\Phi_3(0)|\leqq 1$ entraîne $u_3=0$.

2. Le développement de $f(z)$ est donc de la forme :

$$f(z)\equiv 1+\varepsilon z^2+u_4z^4+\ldots,$$

où

$$\varepsilon=+1 \quad \text{si } \alpha \text{ et } \beta\in S_2,\qquad \varepsilon=-1 \quad \text{si } \alpha \text{ et } \beta\in \overline{S}_2.$$

Posons

$$N_1(z)\equiv(z^4+\varepsilon z^2-1)f(z)-(z^4-1)\equiv(1-u_4)z^4+\ldots,$$
$$D_1(z)\equiv(z^4-1)f(z)-(z^4-\varepsilon z^2-1)\equiv-u_4z^4+\ldots.$$

La fonction $g_1(z)\equiv[N_1(z)/D_1(z)]$ vérifie $|g_1(z)|=1$ sur $|z|=1$ et le théorème de Rouché montre que $g_1(z)$ est holomorphe dans $|z|\leqq 1$. Donc $|g_1(0)|\leqq 1$, ce qui est équivalent à $u_4>0$.

Supposons $u_4>1$. La fonction

$$g_2(z)\equiv\frac{g_1(z)-g_1(0)}{g_1(z)g_1(0)-1}\,\frac{1}{z}$$

est holomorphe et bornée par 1 en module pour $|z|\leqq 1$. Or l'inégalité $|g_2(1/\alpha)|\leqq 1$ est incompatible avec (A). Donc $u_4=1$.

Le développement de $g_1(z)$, valable pour $|z|\leqq 1$, est alors à coefficients entiers. La valeur moyenne de $g_1(z)$ sur $|z|=1$ étant 1, $g_1(z)$ se réduit à un

monome de la forme $\pm z^p$, avec $p \geq 1$. Alors

$$f(z) \equiv \frac{(z^4 - 1) \pm z^p(z^4 - \varepsilon z^2 - 1)}{(z^4 + \varepsilon z^2 - 1) \pm z^p(z^4 - 1)}$$

et l'on vérifie immédiatement que les seuls couples correspondants satisfaisant à (A) sont $\pm\sqrt{\theta_1}$ et $\pm i\sqrt{\theta_1}$.

(¹) *Amer. J. Math.*, 72, 1950, p. 565-572.

ALGÈBRE. — *$\overline{\mathcal{D}}$ représentation des demi-groupes.* Note (*) de M. **Marcel Paul Schützenberger**, présentée par M. Georges Darmois.

La $\overline{\mathcal{D}}$-classe D (¹) du demi-groupe (¹) S sera dite de type « élémentaire » si l'on a identiquement dans D : $\overline{\mathcal{L}} \cap \mathcal{R} = \mathcal{L} \cap \overline{\mathcal{R}} = \overline{\mathcal{H}}$ et l'on montrera que sous cette hypothèse, il est possible d'associer à D deux représentations de S par des matrices dont les éléments non nuls appartiennent à un groupe Γ déterminé par D. Ceci généralise à la totalité de S une construction analogue de D.D. Miller et A. H. Clifford (³) valable pour les seuls éléments de D et une autre représentation décrite antérieurement (⁴).

Proposition 1. — *Si s, $\bar{s}$ et $a \in$ S sont tels que $as\bar{s} = a$, l'application $x \to xs$ est une application biunivoque compatible avec $\overline{\mathcal{R}}$ de* Sa *sur* Sa' $(a' = as)$. *En particulier, si* K *est une $\overline{\mathcal{H}}$-classe de* S *et si* $\mathrm{K}s \cap \mathrm{K} \neq \emptyset$ *alors* $\mathrm{K}s = \mathrm{K}$, *biunivoquement.*

Démonstration. — 1° Pour tout $b \in \mathrm{S}a$, $bs\bar{s} = b$ car $b = ua$ implique $bs\bar{s} = uas\bar{s} = ua = b$. Donc la translation à droite $s\bar{s}(\bar{s}s)$ est une application identique de $\mathrm{S}a(\mathrm{S}a')$ sur lui-même. 2° $\mathcal{L}$ étant régulière à droite, $\mathrm{S}as \subset \mathrm{S}a'$ et $\mathrm{S}a'\bar{s} \subset \mathrm{S}a$; donc $\mathrm{S}as\bar{s} \subset \mathrm{S}a'\bar{s} \subset \mathrm{S}a$. 3° Pour tout $b \in \mathrm{S}a$, $b' = bs$, on a $b\overline{\mathcal{R}}b'$ car $b = b'\bar{s}$. Donc si $c\overline{\mathcal{R}}b (c, b \in \mathrm{S}a)$ on a $cs = c'\overline{\mathcal{R}}c$, $bs = b'\overline{\mathcal{R}}b$ et, en raison de la transitivité de $\overline{\mathcal{R}} : c'\overline{\mathcal{R}}b'$. 4° Si $ks = k'(k, k' \in \mathrm{K}$, c'est-à-dire $k\overline{\mathcal{L}} \cap \overline{\mathcal{R}}k')$, il existe par hypothèse $\bar{s}$ tel que $k'\bar{s} = k$. Donc s applique biunivoquement K sur une certaine $\overline{\mathcal{H}}$ classe K' et K' = K puisque $\mathrm{K}' \cap \mathrm{K} \neq \emptyset$.

Proposition 2. — *Soit* K *une $\overline{\mathcal{H}}$ classe de* S; $\mathrm{G} = \mathrm{K}^{(-1)}\mathrm{K} = \{s : \mathrm{K}s \cap \mathrm{K} \neq \emptyset\}$; $\mathrm{G}' = \mathrm{K}\mathrm{K}^{(-1)}$; $\varphi(\varphi')$ *l'homomorphisme de* $\mathrm{G}(\mathrm{G}')$ *induit par la représentation de ce sous-demi-groupe par des translations à droite (à gauche) sur* K. *On a* $\varphi(\mathrm{G}) = \varphi'(\mathrm{G}') =$ *un groupe* Γ.

Démonstration. — On choisit un élément fixe $\underline{k}$ de K; si s et s' sont tels que $\underline{k}s = \underline{k}s' \in \mathrm{K}$, on a $\varphi(s) = \varphi(s')$ car il existe $\bar{s}$ tel que $\underline{k}s\bar{s} = \underline{k}$, ce qui entraîne $\underline{k}s'\bar{s} = \underline{k}$, donc $ks\bar{s} = ks'\bar{s}$ pour tout $k \in \mathrm{K}$ et enfin $ks = ks'$ pour tout $k \in \mathrm{K}$. Donc : 1° $\varphi(\mathrm{G})$ et $\varphi'(\mathrm{G}')$ sont des groupes. 2° Il existe une correspondance

biunivoque entre les $k \in K$, les $\alpha \in \varphi(G)$ et les $\alpha' \in \varphi'(G')$ définie par : $\overset{1}{\varphi}'(\alpha')\underline{k} = \underline{k}\overset{-1}{\varphi}(\alpha)$. On peut identifier $\varphi(G)$ et $\varphi'(G')$ et l'on écrira indifféremment : $k = \underline{k}^{\alpha} = \overset{-1}{\varphi}'(\alpha)\underline{k} = \underline{k}\overset{-1}{\varphi}(\alpha)$ ou $\alpha = \tilde{\varphi}(k)$. On conviendra que $\tilde{\varphi}(x) = 0$ si $x \notin K$. Soit maintenant D, la $\overline{\mathcal{D}}$ classe de K décomposée de la façon habituelle en ses $\overline{\mathcal{L}}$-, $\overline{\mathcal{R}}$- et $\overline{\mathcal{H}}$-classes : $D = \bigcup_{i \in I} L^i = \bigcup_{j \in J} R_j = \bigcup_{i \in I;\, j \in J} K^i_j$ avec $K^i_j = R_j \cap L^i$ et $K = K^1_1$. Par hypothèse, il existe des éléments u^i, $\bar{u}^i (i \in I)$, v_j, $\bar{v}_j (j \in J)$ satisfaisant les relations : $\underline{k}u^i \in L^i$; $\underline{k}u^i\bar{u}^i = \underline{k}$; $v_j\underline{k} \in R_j$; $\bar{v}_j v_j \underline{k} = \underline{k}$. D'après la proposition 2, les applications $K \to v_j K u_i$ et $K^i_j \to \bar{v}_j K^i_j \bar{u}^i$ sont biunivoques et inverse l'une de l'autre.

Nous supposons désormais que D est de type élémentaire et nous considérons l'expression $d_i(s) = \underline{k}u^i s$. Ou bien $d_i(s) \notin R$ [et dans ce cas $d_i(st) \notin R$ pour tout $t \in S$], ou bien $d_i(s)$ appartient à une certaine $\overline{\mathcal{H}}$-classe $K^{i'}_j$. Comme $d_i(s) \overline{\mathcal{L}} \cap \mathcal{R}\underline{k}$, $j = 1$ et $\underline{k}u^i s \bar{u}^{i'}$ est un certain élément k de K. Nous posons $m^{i'}_i(s) = \tilde{\varphi}(k)$ et $m^{i''}_i(s) = 0$ pour tout $i'' \neq i'$ $(i'' \in I)$. Nous désignerons par $M(s)$ la $I \times I$ matrice dont les éléments $m(s)$ viennent d'être définis et l'on conviendra que $0\Gamma = \Gamma 0 = 0$. On définirait de la même manière une $J \times J$ matrice $N(s)$ avec au plus un élément non nul par colonne : $n^j_{j'}(s) = \tilde{\varphi}(\bar{v}_{j'} s v_j)$ si $sv_j \in R_{j'}$ et $= 0$, autrement.

Proposition 3. — *La représentation* $s \to M(s)$ *est équivalente à la restriction à* D *de la représentation de* S *par des translations à droite.*

Démonstration. — Il suffit de montrer que $M(st) = M(s)M(t)$ identiquement. Or $m^{i'}_i(st) = 0$ si et si seulement $L^i st \cap D \neq \emptyset$, c'est-à-dire, ou bien si $L^i s \cap D \neq \emptyset$, ou bien si $L^i s = L^{i''}$ et $L^{i''} t \neq L^{i'}$. Dans le cas contraire on a

$$m^{i'}_i(st) = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i st\bar{u}^{i'}) = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i s\bar{u}^{i''} u^{i''} t\bar{u}^{i'}) = m^{i''}_i(s)\, m^{i'}_{i''}(t).$$

Nous considérons maintenant la $I \times J$ matrice P d'éléments $p^j_i = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i v_j \underline{k})$.

Proposition 4. — *Pour tout* $s \in S$ *on a identiquement :*

$$M(s)P = PN(s) = Q(s).$$

Démonstration. — On pose $q^j_i(s) = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i s v_j \underline{k}) = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i s \bar{u}^{i'} v_j \underline{k}) = \tilde{\varphi}(\underline{k}u^i v_{j'} \bar{v}_{j'} s v_j \underline{k})$ et l'on vérifie que la $I \times J$ matrice $Q(s)$ ainsi construite est bien la valeur commune de $M(s)P$ et de $PN(s)$.

Proposition 5. — *A des transformations par des matrices diagonales près,* $M(s)$ *est indépendante du choix des* u^i, v_j *et de* $\underline{k} \in D$.

Démonstration. — Supposons les u^i remplacés par les u'^i. On a $\underline{k}u'^i\bar{u} = \underline{k}^{\lambda_i}$ et $\underline{k}u^i\bar{u}'^i = \underline{k}^{\bar{\lambda}_i}$ avec $\lambda_i\bar{\lambda}_i = \varepsilon = \varepsilon^2$ puisque $\underline{k}u'^i\bar{u}'^i = \underline{k}$. Donc $m'^{i'}_i(s)\lambda_{i'} = \lambda_i m^{i'}_i(s)$. D'autre part, $M(s)$ ne change pas quand on remplace $\underline{k}$ par $\underline{k}' = wk \in K^1_j$. Enfin, $M(s)$ ne change pas non plus si l'on remplace simultanément $\underline{k}$ par $\underline{k}' = \underline{k}u^{i*}$ et les u^i par les $u'^i = \bar{u}^{i*}u^i$.

Remarque. — Si D n'est pas régulière au sens de (3), P est identiquement

nulle ainsi que les $M(s)$ et les $N(s)$ pour tout $s \in D$. Si D est régulière

$$M(s) = P\overline{M}(s) \quad \text{et} \quad N(s) = \overline{M}(s)P \quad \text{pour tout } s \in D,$$

$\overline{M}(s)$ étant la matrice ne contenant qu'un seul élément non nul définie par D. D. Miller et A. H. Clifford (³). Si D est la réunion des idéaux minimaux (à droite et à gauche) de S et si $u^i = e^i_1$; $v_j = e^1_j$; $\overline{u}^i = \overline{v}_j = e^1_1 = \underline{k}$, on retrouve la représentation définie dans (⁴).

(*) Séance du 25 mars 1957.

(¹) Modifiant légèrement les notations de J.A. Grëen(²) et supposant que S contient une unité on pose : $a\mathcal{L}b \rightleftharpoons Sa \subset Sb$; $a\mathcal{R}b \rightleftharpoons aS \subset bS$; $\overline{\mathcal{L}} = \mathcal{L} \cap \overset{-1}{\mathcal{L}}$; $\overline{\mathcal{R}} = \mathcal{R} \cap \overset{-1}{\mathcal{R}}$; $\overline{\mathcal{D}} = \overline{\mathcal{L}}.\overline{\mathcal{R}} = \overline{\mathcal{R}}.\overline{\mathcal{L}}$; $\overline{\mathcal{H}} = \overline{\mathcal{L}} \cap \overline{\mathcal{R}}$.

(¹) P. Dubreil, *Algèbre*, Paris, p. 38.

(²) *Ann. Math.*, 54, 1951, p. 163-172.

(³) *Trans. Am. Math. Soc.*, 82, 1956, p. 270-280.

(⁴) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2907.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : uniformité des fonctions analytiques; l'analyticité des fonctions méromorphes.* Note (*) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Paul Montel.

Dans la présente Note, je démontre que les fonctions analytiques, fournies par le prolongement analytique dans les corps valués complets que j'ai défini antérieurement, sont toujours uniformes. Je termine la démonstration de la préservation de l'analyticité par les opérations rationnelles, et je prouve l'analyticité des fonctions méromorphes sur une couronne circulaire.

Dans ma Note précédente (¹), j'ai montré que, si K est une extension valuée complète algébriquement close de k, tout élément analytique $f(x)$ de k peut être subordonné à un élément analytique $F(x)$ de K, qui peut être supposé régulier quand le corps résiduel de k est non dénombrable. Ainsi, une suite de $f_i(x) \in k(x)$, qui approxime une fonction $f(x)$ à valeurs dans k sur un domaine quasi connexe $D \subseteq k'$, approxime encore un prolongement de $f(x)$ à valeurs dans K sur un tel domaine $D^* \subseteq K'$, ce qu'on exprime en disant qu'*un prolongement analytique en reste un quand on étend son corps de définition.* La question plus difficile et, pour le moment, ouverte est : K ne fournit-il pas de nouvelles possibilités de prolongement, soit parce qu'il pourrait exister des éléments analytiques de K, auxquels aucun élément analytique de k n'est subordonné, mais qui prennent, pour les $x \in k'$, les valeurs $\in k$, soit parce que certains couples d'éléments analytiques de k à supports disjoints peuvent être subordonnés aux couples de tels éléments de K à supports enchaînés, sans qu'on puisse le faire dans k ? De toute manière, ce qui précède permet d'éliminer comme suit, de la définition des éléments, fonctions et prolongement analy-

tiques, l'hypothèse que k est algébriquement clos. Soit que k est valué complet arbitraire. Une fonction $f(x)$, définie sur un ensemble $D \subseteq k'$, sera dite un *élément analytique de* k si, pour une extension valuée complète algébriquement close convenable K de k, il existe un élément analytique $F(x)$ de K [dont on dira qu'il *induit* $f(x)$] tel que D soit l'intersection de son support avec k' et que $f(x)$ soit sa restriction à D. On dira qu'un élément analytique $g(x)$ de k est un prolongement analytique de $f(x)$ si, $G(x)$ étant un élément analytique d'un corps algébriquement clos induisant $g(x)$, on peut subordonner $F(x)$ et $G(x)$ aux deux éléments analytiques $F^*(x)$ et $G^*(x)$ d'un même corps algébriquement clos K^*, qui soient des prolongements analytiques l'un de l'autre dans K^*. En vertu de ces définitions et de ce qui précède, tout prolongement analytique $f(x) \to g(x) \to \ldots \to p(x)$ des éléments analytiques de k peut toujours se faire ainsi : on choisit convenablement une extension valuée complète algébriquement close K de k à corps résiduel non dénombrable, on subordonne $f(x)$, $g(x)$, ..., $p(x)$ aux éléments analytiques réguliers convenables $F(x)$, $G(x)$, ..., $P(x)$ de K, on effectue le passage $F(x) \to G(x) \to \ldots \to P(x)$, qui est un prolongement analytique dans K, et l'on prend la restriction de $P(x)$ au support de $p(x)$. Ainsi, dans l'étude du prolongement analytique, on peut se borner, aux opérations triviales près, à la considération de seuls corps valués complets algébriquement clos et de seuls éléments analytiques réguliers.

THÉORÈME 1. — *Les fonctions analytiques que fournit le prolongement analytique considéré sont toujours uniformes.*

Démonstration. — Il s'agit de montrer que si $f(x) \to g(x) \to \ldots \to u(x)$ est un prolongement analytique tel que les supports de $f(x)$ et de $u(x)$ ne soient pas disjoints, $u(x)$ est un prolongement direct de $f(x)$, autrement dit $f(x)$ et $u(x)$ coïncident sur l'intersection de leurs supports. On peut supposer et l'on supposera que tous ces éléments analytiques sont réguliers. Si n est la longueur de la chaîne $f(x)$, $g(x)$, ..., $u(x)$, on supposera le théorème (qui est évident si $n = 2$) démontré pour les chaînes de longueur $< n$. Si la chaîne a deux termes non consécutifs, par exemple $l(x)$ et $p(x)$, à supports non disjoints, elle se décompose en deux chaînes $l(x)$, ..., $p(x)$ et $f(x)$, ..., $l(x)$, $p(x)$, ..., $u(x)$ de longueur $< n$. Dans la première chaîne, deux termes consécutifs quelconques sont, par hypothèse, des prolongements analytiques directs l'un de l'autre et, puisque sa longueur est $< n$, il en est de même pour $l(x)$ et $p(x)$. Mais, alors, la seconde chaîne a encore la même propriété et, comme elle est aussi de longueur $< n$, $f(x)$ et $p(x)$ sont des prolongements directs l'un de l'autre. Il suffit donc de prouver le théorème quand les termes non consécutifs de la chaîne ont toujours des supports disjoints. Montrons que cela entraîne $n \leqq 3$. L'ensemble des supports G, H, ..., U des éléments $g(x)$, $h(x)$, ..., $u(x)$ de la chaîne autres que $f(x)$ est une chaîne de domaines quasi connexes réguliers, dont les extrémités G et U sont non disjoints avec le support F de $f(x)$, qui est, également, quasi connexe régulier. Mais alors, la

famille des $G\cap F$, $H\cap F$, ..., $U\cap F$ non vides est enchaînée. Sous l'hypothèse faite, tous ces ensembles, sauf $G\cap F$ et $U\cap F$ sont vides. Par suite, on a $(G\cap F)\cap(U\cap F)\neq\emptyset$ et $G\cap U\neq\emptyset$, ce qui entraîne que G et U se suivent ou coïncident, d'où $n\leq 3$. Si $n=3$, $F\cap G\cap U=(G\cap F)\cap(U\cap F)\neq\emptyset$. Mais, alors, $f(x)$ et $u(x)$ coïncident avec $g(x)$, donc sont égales, sur le sous-ensemble ouvert $F\cap G\cap U$ de $F\cap U$, qui a, visiblement, des points limites dans $F\cap G$. Donc, en vertu de la loi d'unicité, $f(x)=u(x)$ partout sur $F\cap U$.

THÉORÈME 2. — *Si $f(x)$ et $g(x)$ sont analytiques sur un $E\subseteq k'$, et si $\tilde{E}$ est l'ensemble des $x\in E$, où $g(x)\neq 0$, $f(x)\pm g(x)$ et $f(x)\,g(x)$ sont analytiques sur E et $f(x)/g(x)$ l'est sur $\tilde{E}$.*

Démonstration. — L'hypothèse signifie qu'il existe une famille $\mathfrak{F}$ d'éléments analytiques $\varphi(x)$ telle que, en notant D_φ le support de φ : *a.* pour tout $\varphi(x)\in\mathfrak{F}$, $f(x)=\varphi(x)$ sur $D_\varphi\cap E$; *b.* les D_φ forment une famille (forcément enchaînée) Φ, dont la réunion contient E, et qu'il existe une famille $\mathfrak{G}$ d'éléments analytiques $\gamma(x)$, jouant le même rôle envers $g(x)$ [le support de $\gamma(x)$ sera noté D_γ et la famille des D_γ sera notée Γ]. Si $g(x)$ n'est pas identiquement nulle, et si $\tilde{D}_\gamma$ désigne l'ensemble des $x\in D_\gamma$, où $\gamma(x)\neq 0$, la famille $\tilde{\Gamma}$ des $\tilde{D}_\gamma$ est enchaînée. En effet, si $D_{\gamma'}\cap D_{\gamma''}\neq\emptyset$ (γ', $\gamma''\in\mathfrak{G}$), $D_{\gamma'}\cap D_{\gamma''}$ est quasi connexe, donc ouvert, tandis que l'ensemble des $x\in D_{\gamma'}\cap D_{\gamma''}$, où $\gamma'(x)=0$, n'a aucun point limite dans $D_{\gamma'}\cap D_{\gamma''}$, car, s'il en avait un, $\gamma'(x)$ aurait été identiquement nul en vertu de la loi d'unicité, et, pour la même raison, tous ses prolongements analytiques $\gamma(x)$ et $g(x)$ l'auraient été. Donc, cet ensemble n'épuise pas $D_{\gamma'}\cap D_{\gamma''}$ et l'on a $\tilde{D}_{\gamma'}\cap\tilde{D}_{\gamma''}\neq\emptyset$. Comme Γ est enchaînée, $\tilde{\Gamma}$ l'est aussi, et l'on a $\bigcup\tilde{\Gamma}\supseteq\tilde{E}$. Par suite, les familles $\mathrm{Int}(\Phi, \Gamma)$ et $\mathrm{Int}(\Phi, \tilde{\Gamma})$ des $D_\varphi\cap D_\gamma$ et des $D_\varphi\cap\tilde{D}_\gamma$ non vides sont aussi enchaînées, et leur réunion contient respectivement E et $\tilde{E}$. On a déjà prouvé [1] que, pour tout $D_\varphi\cap D_\gamma\neq\emptyset$, $\varphi(x)\pm\gamma(x)$ et $\varphi(x)\,\gamma(x)$ sont analytiques sur $D_\varphi\cap D_\gamma$ et que, pour tout $D_\varphi\cap\tilde{D}_\gamma\neq\emptyset$, $\varphi(x)/\gamma(x)$ l'est sur $D_\varphi\cap\tilde{D}_\gamma$. Comme tous les $\varphi(x)\in\mathfrak{F}$ se prolongent mutuellement et comme il en est de même pour les $\gamma(x)\in\mathfrak{G}$, il en est aussi de même pour les $\varphi(x)+\gamma(x)$ avec $D_\varphi\cap D_\gamma$ non vide, car $\mathrm{Int}(\Phi, \Gamma)$ est enchaînée. Ainsi, ces dernières fonctions forment la restriction à $\bigcup\mathrm{Int}(\Phi, \Gamma)\supseteq E$ d'une fonction analytique, qui coïncide avec $f(x)+g(x)$ sur E, et cette dernière fonction est, ainsi, analytique sur E. Le raisonnement est analogue pour prouver l'analyticité des $f(x)-g(x)$, $f(x)\,g(x)$ et $f(x)/g(x)$, mais, en remplaçant $\mathrm{Int}(\Phi, \Gamma)$ par $\mathrm{Int}(\Phi, \tilde{\Gamma})$.

CONSÉQUENCE. — *Toute fonction rationnelle de fonctions analytiques sur un $E\subseteq k'$ est analytique sur l'ensemble $\tilde{E}$ des $x\in E$, n'annulant pas son dénominateur.*

THÉORÈME 3. — *Toute fonction méromorphe sur une couronne circulaire C est analytique sur l'ensemble $\tilde{C}$ des points de C, où elle est définie.*

Démonstration. — Soient $f(x)=\sum_{n=-\infty}^{+\infty}a_n x^n$ une série de Laurent et $C: r<|x|\leq R$

(où r, R sont des nombres semi-réels d'espèces — ou o tels que $0^- \leqq r < R \leqq +\infty$) sa couronne de convergence. Si r_1, r_2 sont deux nombres réels tels que $r < r_1 \leqq r_2 \leqq R$, la série converge uniformément dans la couronne $C_{r_1, r_2} : r_1 \leqq |x| \leqq r_2$. Ainsi, $f(x)$ est, sur C_{r_1, r_2}, la limite uniforme de la suite de fonctions rationnelles $f_i(x) = \sum_{n=-i}^{i} a_n x^n$, dont les seuls pôles éventuels o (si $r \geqq 0$) et si ∞ ($R \leqq +\infty^-$) sont bien en dehors de C. Par suite, la restriction de $f(x)$ à C_{r_1, r_2} est un élément analytique. Comme la famille des C_{r_1, r_2} est enchaînée et a C comme sa réunion, $f(x)$ est analytique sur C. Pour passer de ce cas à celui, où C est une couronne d'un centre $a \neq 0$, il suffit de faire la transformation linéaire $x \to x + a$, qui préserve l'analyticité.

Considérons maintenant une fonction $f(x)$ méromorphe sur une couronne circulaire C. Alors, il existe des couples de séries de Laurent $(g(x), h(x))$ convergeant sur C et telles que $f(x) = g(x)/h(x)$ sur l'ensemble $\tilde{C}_h$ des $x \in C$ où $h(x) \neq 0$; et l'ensemble $\tilde{C}$ des points où $f(x)$ est définie, est la réunion des $\tilde{C}_h$ pour tous les choix possibles des $g(x)$, $h(x)$. Or, puisque $g(x)$ et $h(x)$ sont analytiques sur C, $f(x) = g(x)/h(x)$ l'est, en vertu du théorème 2, sur $\tilde{C}_h$; or, la famille des $\tilde{C}_h$ est enchaînée et les restrictions de $f(x)$ aux $\tilde{C}_h$ non-disjoints se prolongent. Par suite, $f(x)$ est analytique sur $\tilde{C}$.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1599.

ALGÈBRE. — *Algèbres de Boole et calcul des propositions.*

Note (*) de M. **Louis Nolin**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Démonstration purement algébrique du *théorème de complétude* du *calcul des propositions* classiques. L'auteur met en évidence le substrat algébrique des démonstrations connues.

1. Soit $\mathfrak{A} = \langle \{0, 1\}, \wedge, \vee, ' \rangle$ l'algèbre de Boole à deux éléments dont l'élément maximum est 1; $\mathfrak{A}$ est une algèbre de l'espèce $\mathfrak{S}$ (1) dont l'algèbre des mots, engendrée par $p_1, p_2, \ldots$, est $\mathfrak{A}_\infty = \langle A_\infty, \wedge, \vee, ' \rangle$; on désignera par A_n (n entier > 0) le sous-ensemble de A_∞ engendré par les mots $p_1, \ldots, p_n$.

Soit B le plus petit sous-ensemble de A_∞ contenant

$$(a \vee a)' \vee a, \quad a' \vee (a \vee b), \quad (a \vee b)' \vee (b \vee a),$$
$$(a' \vee b)' \vee ((c \vee a)' \vee (c \vee b)), \quad (a' \vee b') \vee (a \wedge b), \quad (a' \vee b')' \vee (a \wedge b)'$$

pour tous $a, b, c \in A_\infty$, et tel que $b \in B$ si a et $a' \vee b \in B$.

Soit C l'ensemble de tous les éléments a de A tels que $\varphi(a)=1$ pour toute application homomorphe φ de $\mathcal{A}_\infty$ dans $\mathcal{A}$.

Les paires ordonnées $\langle A_\infty, B\rangle$, $\langle A_\infty, C\rangle$ sont des *systèmes formels;* le premier de ces systèmes est le *calcul des propositions* (classique). Le problème de la *complétude* ([2]) de ce calcul est celui de l'identité de $\langle A_\infty, B\rangle$ et de $\langle A_\infty, C\rangle$, c'est-à-dire de B et de C.

2. 1° Soit a un élément de A_∞; on montre facilement ([3]) que $a\in B$ si et seulement si tout endomorphisme de $\mathcal{A}_\infty$ applique a dans B.

2° Soit E la relation définie sur A_∞, telle que

$$a\mathrm{E}b \text{ si et seulement si } a'\vee b\in B \text{ et } b'\vee a\in B;$$

E est une relation d'équivalence régulière et pour tout endomorphisme φ de $\mathcal{A}_\infty$, $a\mathrm{E}b$ entraîne $\varphi(a)\,\mathrm{E}\varphi(b)$; en vertu de 2 (1°), cette relation préserve B et pour tout élément a de B on a $a\mathrm{E}(p'_1\vee p_1)$.

Si D est l'ensemble des éléments a de A_∞ tels que $a'\in B$ et si $A_0=B\bigcup D$, $\mathcal{A}_0=\langle A_0, \wedge, \vee, '\rangle$ est une sous-algèbre de $\mathcal{A}_\infty$; pour tout entier ≥ 0 n, soit $\mathcal{A}_n=\langle A_n, \wedge, \vee, '\rangle$ la sous-algèbre de $\mathcal{A}_\infty$ engendrée par $p_1, \ldots, p_n$.

3° Pour tout N, entier ≥ 0 ou ∞, soit $\mathcal{A}_{N/E}=\langle A_{N/E}, \cap, \cup, \rangle$ l'algèbre quotient de $\mathcal{A}_N$ par E; si $N_1\leq N_2$, $\mathcal{A}_{N_1/E}$ est une sous-algèbre de $\mathcal{A}_{N_2/E}$; $\mathcal{A}_{0/E}=\langle\{D, B\}, \cap, \cup, \rangle$ est isomorphe à $\mathcal{A}$.

Soit $a\in A_n$ (n entier >0); en vertu de 2 (1°) et de 2 (2°), $a\in B$ si et seulement si toute application homomorphe de $\mathcal{A}_\infty$ dans $\mathcal{A}_{n/E}$ applique a sur B.

4° Pour tous a, b, $c\in A_\infty$, soient $f(a, b, c)=(a\wedge c')\vee(b\wedge c)$ et $F([a], [b], [c])=[f(a, b, c)]$; si c est un élément fixe, l'application $\langle[a], [b]\rangle\to F([a], [b], [c])$ est un homomorphisme de $(\mathcal{A}_{\infty/E})^2$ dans $\mathcal{A}_{\infty/E}$; si a, $b\in A_{n-1}$ $(n>0)$, l'application $\langle[a], [b]\rangle\to F([a], [b], [p_n])$ est un isomorphisme de $(\mathcal{A}_{n-1/E})^2$ sur $\mathcal{A}_{n/E}$ qui conserve B (et D).

5° En vertu de 2 (4°) et des propriétés bien connues des algèbres de Boole, $\mathcal{A}_{N/E}$ (N entier >0 ou ∞) est une algèbre de Boole libre à N générateurs.

En vertu de 2 (3°), B est donc identique à C ([4]).

3. Appelons *n-atome* tout élément c de A_n (n entier >0) de la forme $c_1\wedge c_2\wedge\ldots\wedge c_n$ avec $c_i=p_i$ ou $c_i=p'_i$, *n-idéal engendré par* c l'ensemble des éléments a de A_n tels que $c'\vee a\in B$; soient U la réunion de tous les n-idéaux engendré par $p_1\wedge\ldots\wedge p_n$ $(n=1, 2, \ldots)$ et E' la relation, définie sur A_∞, telle que $a\mathrm{E}'b$ si et seulement si

$$\text{ou bien } a, b\in U, \qquad \text{ou bien } a, b\notin U.$$

On tire aisément de 2 (4°) les corollaires suivants.

1° Tout élément a de A_n (n entier >0) est équivalent, au sens de 2 (2°), à un élément (et un seul) de la forme

$$(a_1\wedge b_1)\vee\ldots\vee(a_i\wedge b_i)\vee\ldots\vee(a_{2^n}\wedge b_{2^n}),$$

où a_i, b_i parcourent respectivement $\{p'_1 \vee p_1, p'_1 \wedge p_1\}$ et l'ensemble des n-atomes ; $a \in B$ si et seulement si $a_i = p'_1 \vee p_1$ pour tout i.

2° $B \bigcap A_n$ est l'intersection de tous les n-idéaux.

3° E' est une relation d'équivalence régulière et l'algèbre $\mathfrak{A}_{\infty/E'}$ est isomorphe à $\mathfrak{A}$; B est une partie de son élément maximum.

4° Soit $a \in A_n$ (n entier > 0) tel que $a \in [f(a_1, a_2, p_n)]$, et $a_1, a_2 \in A_{n-1}$; alors $a \in B$ si et seulement si

$$[f(a_1, a_2, p'_1 \vee p_1)] = [f(a_1, a_2, p'_1 \wedge p_1)] = B.$$

4. Il suffit de remarquer que le corollaire 3(1°) est valable également dans les algèbres de Boole libres à n générateurs pour obtenir une démonstration de la complétude du même type que la démonstration donnée par D. Hilbert et W. Ackermann (5).

Si l'on remarque qu'il y a correspondance biunivoque entre les n-idéaux et les applications homomorphes de $\mathfrak{A}_{n/E}$ dans $\mathfrak{A}$, le corollaire 3 (2°) permet d'obtenir la démonstration de L. Kalmár (6).

En rapprochant 2 (1°) et le corollaire 3 (3°), on obtient la démonstration de Łoś (7).

La démonstration de Quine, enfin, est fondée, pour l'essentiel, sur le corollaire 3 (4°) et sur 2 (2°) (8).

Toutes les autres démonstrations directes de la complétude du calcul des propositions que nous connaissions sont de simples variantes des démonstrations précédentes.

5. Une manière détournée de démontrer la complétude du calcul des propositions — différente, semble-t-il, des méthodes précédentes — consisterait à établir tout d'abord que ce système est *saturé* (9). On pourrait alors raisonner comme suit.

Soit G un sous-ensemble de C tel que, pour tout endomorphisme φ de $\mathfrak{A}_\infty$, on ait $\varphi(G) \subset G$; si G_1 est le plus petit sous-ensemble de A_∞ tel que $G \subset G_1$ et $b \in G_1$ lorsque a, $a' \vee b \in G_1$, alors $G_1 \subset C$. En particulier, on a $B \subset C$.

Supposons $B \neq C$; soit $a \in C - B$ et soit G le plus petit sous-ensemble de A_∞ contenant B et toutes les images $\varphi(a)$ pour tout endomorphisme φ de $\mathfrak{A}_\infty$. Alors $G_1 \subset C$, autrement dit, $\langle A_\infty, B \rangle$ n'est pas saturé. Ainsi $B = C$; $\langle A_\infty, B \rangle$ est complet.

Comme la saturation du calcul des propositions se déduit facilement de sa complétude (10), les deux propriétés sont équivalentes pour ce système.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1862.

(2) Chez certains auteurs, ce terme est ambigu ; en plus du sens que nous lui donnons ici, il a aussi celui de *saturation*. *Voir* par exemple HILBERT et ACKERMANN, *Grundzüge der theoretischen Logik*, 3e éd. Berlin, 1949, p. 35.

([3]) On trouvera les éléments nécessaires à cette démonstration et à celles des énoncés qui suivent dans l'Ouvrage cité de Hilbert et Ackermann.

([4]) Il en résulte que 2 (4°) est valable pour les algèbres de Boole libres. Plus généralement, si x, y sont des éléments quelconques, z un élément fixe d'une algèbre de Boole $\mathcal{B}$, l'application $\langle x, y \rangle \to f(x, y, z)$ est un homomorphisme de $\mathcal{B}^2$ dans $\mathcal{B}$. Ce résultat est susceptible d'un certain nombre d'applications.

([5]) *Loc. cit.*, p. 35, 31, 10, 12. En réalité, les auteurs utilisent des résultats duaux. Cette démonstration est due à E. L. Post, *Amer. J. Math.*, 43, 1921, p. 163-185.

([6]) *Acta Sc. Math. Szeged*, 7, 1935, p. 222-243.

([7]) J. Łoś, *Colloquium mathematicum*, 2, 1951, p. 236-240. *Voir* aussi la démonstration suggérée par Rasiowa et Sikorski, *Fund. Math.*, 37, 1950, p. 193-200.

([8]) W. V. Quine, *J. symb. Logic.*, 3, 1938, p. 37-40. L'idée de la démonstration est de M. Wajsberg, *Wiadomości Matematyczne*, 43, 1937, p. 131-138).

([9]) *Voir* note ([2]). On trouve de telles démonstrations dans les articles de J. Lukasiewicz, *Comptes rendus des séances*, *Société Sc. et L.*, Varsovie. Cl III, 24, 1931, p. 153-183; H. Hermes et H. Scholz, *Ein neuer Vollständigkeitsbeweis für... Axiomensystem des Aussagenkalküls*, Leipzig, 1937, p. 40.

([10]) *Cf.* E. L. Post, *loc. cit.*, p. 172-173.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Du comportement de la moyenne d'un échantillon.*

Note (*) de M. **Jean-René Barra**, présentée par M. Georges Darmois.

Soit (X_i) un échantillon d'une variable aléatoire et $S_n = (1/n)\Sigma X_i$ sa moyenne. On connaît les conditions nécessaires et suffisantes pour la convergence stochastique de S_n vers un nombre certain, mais le comportement de S_n peut être précisé par les deux théorèmes suivants :

Théorème I. — *S_n ne peut converger en probabilité que vers un nombre certain.*

Théorème II. — *La condition nécessaire et suffisante pour que la loi de S_n tende vers une loi limite est que $\varphi(t)$ admette à l'origine une dérivée à droite (ou à gauche); la loi limite est alors une loi de Cauchy.*

$\varphi(t)$ désigne la fonction caractéristique de X. Si $\varphi(t)$ a une dérivée à droite $-a+ib$, du fait que $\varphi(t)$ est caractéristique il découle que a est positif et que $\varphi(t)$ admet une dérivée à gauche $a+ib$. Sous ces hypothèses, M. Girault a démontré que S_n tend en loi vers $X_0 = b + aV$, où V suit une loi de Cauchy réduite. La réciproque constate simplement le fait que si $n\psi(t/n)$ tend uniformément pour $|t| < T$, quand $n \to \infty$ vers $f(t)$, continue, $\psi(t)$ est dérivable à droite à l'origine.

Pour établir le théorème I, nous montrerons que si S_n tend en loi vers $X_0 (a \neq 0)$, il existe une suite infinie d'entiers n_p telle que la variable aléatoire $Y_p = S_{n_{p+1}} - S_{n_p}$ tende en loi vers une variable aléatoire non certainement nulle. Ici intervient la corrélation entre les S_n : si ces variables sont indépendantes la proposition est immédiate, et nous considérerons seulement le cas usuel où l'on conserve les résultats des épreuves antérieures.

Prenons $n_p = k^p$, k entier > 1, on a

$$Y_p = \frac{1}{n_p}\left(1 - \frac{1}{k}\right)\sum_{1}^{n_p} X_i - \frac{1}{kn_p}\sum_{n_p+1}^{n_{p+1}} X_i$$

et Y_p tend en loi vers $-2a[1-(1/k)]V$, où V suit une loi de Cauchy réduite. Le critère de Slutsky établit donc le théorème I par l'absurde.

Le théorème II pose le problème de l'existence à l'origine d'une dérivée à droite pour $\varphi(t)$, et l'on a pour cette existence les conditions suffisantes suivantes :

Théorème III. — *Si* $x[1-F(x)+F(-x)] \to a$, *lorsque* $x \to \infty$, $R(\varphi(t))$ *admet à l'origine une dérivée à droite égale à* $-(\pi a/2)$.

On peut noter encore ici la liaison entre le comportement de

$$G(x) = 1 - F(x) + F(-x)$$

à l'infini et celui de $R(\varphi(t))$ à l'origine. Plus précisément la démonstration de (III) s'appuie sur l'inégalité :

Si $x[1-F(x)]$ et $xF(-x)$ sont bornés par M, quel que soit x, on a

$$\left|\frac{1-R(\varphi(t))}{t} - \int_a^A \frac{\sin u}{t} G\left(\frac{u}{t}\right) du\right| < \varepsilon \qquad \text{si} \quad A > \frac{16M}{\varepsilon} \qquad \text{et si } d < \frac{\varepsilon}{4M}.$$

Mais réciproquement, si l'on suppose que $R(\varphi(t))$, possède, à l'origine, une dérivée à droite, d, on aboutit simplement à la formule

$$x[1-F(x)+F(-x)] = -\frac{2}{\pi}d + \frac{2}{\pi}\int_0^\infty \cos tx\, d\left[\frac{1-R(\varphi(t))}{t}\right].$$

Si donc, en plus de la dérivabilité de $R(\varphi(t))$ à l'origine, on suppose que cette dernière intégrale tende vers zéro, avec $1/x$, on en déduit que $[xG(x) \to -(2/\pi)d]$, si x tend vers ∞. Il semble qu'il y ait là effectivement une hypothèse supplémentaire, d'ailleurs relative au comportement de $R(\varphi(t))$ à l'infini.

D'une façon analogue on établira :

Théorème IV. — *Si* $x[1-F(x)-F(-x)] \to 0$, *quand* $x \to \infty$, $x[1-F(x)]$ *et* $xF(-x)$ *étant bornés, l'existence de la dérivée à l'origine de* $J(\varphi(t))$ *est équivalente à celle de* $\lim_{x\to\infty}\int_{-x}^{x} t\, dF(t)$.

De plus on établit encore la formule

$$x[1-F(x)-F(-x)] = -\frac{2}{\pi}\int_0^\infty \sin tx\, d\left[\frac{J(\varphi(t))}{t}\right]$$

et donc si l'intégrale du second membre tend vers zéro avec $1/x$,

$$x[1-F(x)-F(-x)] \to 0.$$

Les propositions (III) et (IV) montrent encore le lien entre le comportement

de la moyenne de l'échantillon et celui de ses extrêmes M_n et m_n; en effet si $x[1 - F(x)] \to a$, et si $xF(-x) \to b$, quand $x \to \infty$, M_n/n et m_n/n convergent en loi.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(Calcul des Probabilités, Institut Henri Poincaré, Paris.)

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Un critère de stabilité sous forme d'une équation intégrale.* Note de M. **Igor Gumowski**, présentée par M. Eugène Darmois.

Considérons une équation différentielle linéaire à coefficients constants avec second membre

$$\text{(1)} \qquad L(D)y(t) = f(t) = \begin{cases} f_1(t) & \text{pour } t < 0, \\ f_2(t) & \text{pour } t > 0, \end{cases}$$

où $L(D)$ est un opérateur de degré n, fini ou infini, en $D = d/dt$. Notons d'abord que si $f(t)$ est une fonction usuelle, et si une solution particulière de (1) existe, la forme de cette solution particulière est indépendante de $f_2(t)$ pour $t < 0$. En d'autres mots, si (1) décrit un circuit électrique, la réponse transitoire pour $t < 0$ ne possède aucune relation, causale ou autre, avec le signal appliqué à $t \geq 0$.

Si $f_1(t) \neq 0$, il est évident que quelles que soient les conditions aux limites associées à (1), la solution de (1) ne peut pas s'annuler identiquement pour $t < 0$. Cependant si $f_1(t) = 0$, il ne s'ensuit pas nécessairement que toutes les solutions particulières de (1) s'annulent identiquement pour $t < 0$, mais certains $L(D)$ peuvent admettre cette propriété. Lorsque ceci est le cas on dit que l'opérateur $L(D)$ décrit un circuit réalisable au sens de Wallman. L'opérateur $L(D)$ satisfait alors formellement l'équation de Fredholm

$$\text{(2)} \qquad \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} L^{-1}(j\omega)\, d\omega = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0, \\ g(t) & \text{pour } t > 0. \end{cases}$$

Mais la réalisabilité au sens de Wallman constitue une généralisation de la réalisabilité au sens de Bode (1), ou plutôt une définition de la stabilité (2). Bode a formulé sa notion de réalisabilité surtout comme un artifice permettant d'économiser l'effort de pensée dans les problèmes de synthèse, raisonnant comme suit :

Si le circuit que l'on veut réaliser est instable, son régime permanent, i. e. l'intégrale particulière de (1), ne peut pas être établie expérimentalement par les méthodes habituelles d'où l'économie de pensée en appelant irréalisables ces circuits.

Examinons maintenant si le critère de réalisabilité au sens de Wallman, exprimé sous la forme (2), ne peut pas être interprété de la même façon. Si oui, l'équation (2) constituerait un critère de stabilité plus général que les

critères habituels (Bode, Nyquist, etc.). En effet, lorsqu'on considère l'intégrale dans un sens généralisé, la classe des L(D) auxquels (2) s'applique est très grande et elle contient comme cas particuliers les opérateurs L(D) traitables par les méthodes usuelles ([1]).

Le critère de réalisabilité au sens de Wallman peut être interprété comme un critère de stabilité; en effet, si l'équation (1) décrit un circuit instable, au moins une solution particulière de (1) aura tendance à augmenter indéfiniment. Mais en appliquant la transformation de Fourier à l'équation (1) on choisit de toutes les solutions possibles une solution particulière $y(t)$ telle que les intégrales

$$\int_{+\infty}^{+\infty} D^k y(t)\,dt \qquad (k=0, 1, 2, \ldots)$$

existent. Par conséquent on cherche précisément une solution particulière, définie pour $-\infty < t < +\infty$, qui n'augmente pas indéfiniment pour $t > 0$, ce qui est impossible à moins que la tendance de $y(t)$ de s'éloigner du régime forcé par $f_2(t)$ soit contrariée par un signal convenable. Évidemment ce signal doit être présent avant que $f_2(t)$ soit appliqué. Or nous avons vu que pour $t < 0$, $y(t)$ est indépendant de $f_2(t)$. Donc, si $f_1(t)=0$, le signal nécessaire pour empêcher $y(t)$ de s'éloigner du régime forcé doit être auto-engendré par le circuit, ce qui est une autre manière de dire que le circuit est instable. Par conséquent on peut établir la stabilité d'un circuit soit en s'assurant que sa réponse transitoire n'augmente pas indéfiniment pour $t > 0$, soit en s'assurant que le circuit n'admet pas de signal auto-engendré pour $t < 0$.

Il semble que le point de vue de l'autogénération est plus avantageux que le point de vue usuel, parce que dans ce cas L(D) n'a pas besoin d'être connu sauf sur l'axe $D = j\omega$. En d'autres mots, la connaissance de la réponse en fréquences du circuit $H(\omega) = L^{-1}(j\omega)$ est suffisante pour déterminer sa stabilité. Cette réponse en fréquences $H(\omega)$ n'a pas besoin d'être une fonction analytique; elle peut même être connue sous forme graphique ou numérique seulement.

Exemples :

(I) $$H(\omega) = \Pi(-j)^n e^{-j\omega} J_n(\omega).$$

où $J_n(\omega)$ est la fonction de Bessel de première espèce et d'ordre n. La stabilité du circuit décrit par cette fonction de transfert ne peut pas s'établir par la méthode usuelle parce que la seule singularité de $H(\omega)$ se trouve à l'infini. Cependant en substituant dans (2) on obtient

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t} H(\omega)\,d\omega = \begin{cases} 0 & \text{pour } t < 0, \\ \sqrt{1-(t-1)^2}\cos n[\operatorname{arc}\cos(t-1)] & \text{pour } 0 < t < 2, \\ 0 & \text{pour } t > 2, \end{cases}$$

ce qui montre que le circuit est stable.

(II) $$L(D) = \sqrt{1+D^2}.$$

L'opérateur étant d'ordre infini, la méthode usuelle n'est pas directement applicable. Substituant dans (2) on obtient

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{j\omega t}}{\sqrt{1-\omega^2}}\,d\omega = 2\,J_0(t).$$

Comme l'intégrale précédente définit une fonction de t paire, le circuit est instable. Mais $L(j\omega)$ a la même forme que l'impédance image d'un filtre passe-bas classique. Or, il est bien connu que l'impédance image de ce filtre peut être approchée par une fonction rationnelle en $j\omega$ d'un ordre aussi élevé que l'on veut, et que le circuit associé à cette fonction rationnelle est stable. Cet exemple montre que si $H(\omega)$ décrit un circuit instable, et l'on a

$$H(\omega) = \lim_{n\to\infty} H_n(\omega),$$

$H_n(\omega)$ peut décrire un circuit stable

(III) $H(\omega) = 1$ pour $|\omega| < 1$ et 0 pour $|\omega| > 1$.

La stabilité du filtre idéal, défini par la fonction de transfert précédente, ne peut pas s'établir par la méthode usuelle parce que $H(\omega)$ est une fonction non analytique. Mais d'après (2) on voit immédiatement que ce filtre idéal est instable. Cependant un filtre ayant une fonction de transfert très voisine n'est pas nécessairement instable. Sans discuter la réalisabilité ou la stabilité, Golay a décrit une méthode de construction de ce filtre approché ([3])

(IV) $L(D) = (D + \sqrt{1+D^2})^{2n}$ (n, un entier positif).

La méthode usuelle n'est pas applicable à ce cas parce que l'ordre de l'équation différentielle est infini. Appliquant (2) on obtient

$$\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{+\infty} e^{j\omega t}\left[j\omega - \sqrt{1+(j\omega)^2}\right]^{2n} d\omega = 4n\,\frac{J_{2n}(t)}{t}.$$

Comme $J_{2n}(t)$ est une fonction paire de t, le circuit est instable. $|H(\omega)|^2$ étant sommable dans $-\infty < \omega < +\infty$, cette conclusion peut se vérifier au moyen du théorème de Paley-Wiener sur les fonctions non quasi analytiques ([4]), ([1]). En effet,

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\log|H(\omega)|}{1+\omega^2}\,d\omega = 4n\int_{1}^{\infty}\frac{\log(\omega-\sqrt{\omega^2-1})}{1+\omega^2}\,d\omega$$

diverge, et la réponse transitoire du circuit ne s'annule pas identiquement pour $t < 0$.

([1]) I. Gumowski, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 317.

([2]) *Network analysis and feedback amplifier design*, D. Van Nostrand Co., New-York, 1945.

([3]) *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 34, 1946, p. 138 P-144 P.

([4]) *Am. Math. Soc. Colloq. Pub.*, 19, 1934.

(*Université Laval, Québec.*)

RELATIVITÉ. — *Sur un cas particulier de la solution de* $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$.

Note de M. S. Kichenassamy, présentée par M. Louis de Broglie.

On se propose de montrer que la méthode de Mme M.-A. Tonnelat pour la résolution de $g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = 0$ demeure valable dans le cas où $\varphi = 0$ et $\varphi_{\mu\nu}\varphi^{\underline{\mu\nu}} = 0$.

On sait qu'en théorie d'Einstein-Schrödinger, le tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$ et la connexion affine $\Delta^{\rho}_{\mu\nu}$ sont reliés entre eux par la relation :

$$g_{\underset{+-}{\mu\nu};\rho} = \partial_\rho g_{\mu\nu} - g_{\sigma\nu}\Delta^{\sigma}_{\mu\rho} - g_{\mu\sigma}\Delta^{\sigma}_{\rho\nu} = 0, \tag{1}$$

les notations utilisées dans cette Note étant celles de M.-A. Tonnelat ([1]), ([2]), ([3]).

1. La solution générale de (1) a été obtenue algébriquement, les calculs ayant été simplifiés grâce à une relation remarquable qui existe entre A_ρ, $A_{\bar{\rho}}$, $A_{\bar{\bar{\rho}}}$, $A_{\bar{\bar{\bar{\rho}}}}$ et $A_{\bar{\bar{\bar{\bar{\rho}}}}}$.

$$A_{\bar{\bar{\bar{\bar{\rho}}}}} = \frac{\varphi}{\gamma}\varphi^{\mu\delta}\gamma_{\rho\mu}A_\delta - \frac{1}{\gamma}(g-\gamma-\varphi)A_{\bar{\bar{\rho}}}, \tag{2}$$

$$A_{\bar{\bar{\bar{\bar{\rho}}}}} = -\frac{\varphi}{\gamma}A_\rho - \frac{1}{\gamma}(g-\gamma-\varphi)A_{\bar{\bar{\rho}}}. \tag{3}$$

Les conditions d'existence de cette solution, définies sous la forme :

$$g \neq 0 \quad \text{et} \quad \left(2 - \frac{g}{\gamma} + \frac{6\varphi}{\gamma}\right)^2 - \frac{4\varphi}{\gamma}\left(3 - \frac{\varphi}{\gamma} + \frac{\varphi}{\gamma}\right)^2 \neq 0,$$

s'explicitent encore ([4]) :

$$\left\{\begin{array}{ll} \text{(i)} & g \neq 0 \qquad\qquad \text{si} \quad \varphi \neq 0 \quad \text{et} \quad \gamma < 0, \\ \text{(ii)} & g \neq 0 \quad \text{et} \quad \dfrac{g}{\gamma} \neq \dfrac{2}{1-4k}\left[1 - 3k - 2k^2 \pm (5k-1)\sqrt{k}\right] \\ \text{si} & \\ & \varphi \neq 0 \quad \text{et} \quad \gamma > 0, \quad \left(k = \dfrac{\varphi}{\gamma}\right), \\ \text{(iii)} & g \neq 0 \quad \text{et} \quad g \neq 2\gamma \quad \text{si} \quad \varphi = 0. \end{array}\right. \tag{4}$$

2. V. Hlavatý ([5]) a ultérieurement étudié (1) en utilisant des formes réduites pour le tenseur $g_{\mu\nu}$. Dans le cas où $\gamma < 0$, les conditions d'existence de sa solution sont les mêmes que celles de la solution de M.-A. Tonnelat. Mais il distingue trois sous-cas suivant que les $g_{\mu\nu}$ appartiennent à l'une des trois

classes suivantes :

$$(a) \qquad \varphi \neq 0 \quad \text{et} \quad D = \frac{1}{4}(\varphi_{\mu\nu}\varphi^{\underline{\mu}\,\underline{\nu}})^2 - \frac{\varphi}{\gamma} \neq 0,$$

$$(b) \qquad \varphi = 0 \quad \text{et} \quad D = \frac{1}{4}(\varphi_{\mu\nu}\varphi^{\underline{\mu}\,\underline{\nu}})^2 \neq 0,$$

$$(c) \qquad \varphi = 0 \quad \text{et} \quad D = \frac{1}{4}(\varphi_{\mu\nu}\varphi^{\underline{\mu}\,\underline{\nu}})^2 = 0.$$

V. Hlavatý trouve qu'il faudrait ajouter une condition supplémentaire pour que les solutions obtenues dans les deux premières classes correspondent à celle obtenue dans la classe (c).

3. Répondant à une Note antérieure ([4]), M. Hlavatý nous a signalé :

(i) que le cas $\gamma > 0$ n'a pas été considéré par lui, parce que dépourvu d'intérêt physique; que ce cas n'a pas été complètement traité par M.-A. Tonnelat puisque dans (4.ii) la valeur $k = 1/4$ est singulière.

(ii) que la méthode de M.-A. Tonnelat ne semble pas être applicable pour des $g_{\mu\nu}$ appartenant à la classe (c).

(i′) Nous constatons que le cas $k = 1/4$ bien que singulier pour les racines du trinome défini dans [4] ne supprime pas l'existence de la solution de (1). Les conditions d'existence s'écrivent alors

$$g \neq 0 \qquad \text{et} \qquad \frac{g}{\gamma} \neq \frac{27}{8}.$$

(ii′) Il est vrai que si $g_{\mu\nu}$ appartient à la classe (c), les intermédiaires de calcul (2) et (3) sont identiquement nuls. Mais les conditions d'existence de la solution demeurent satisfaites. Par suite on a la solution donnée par

$$(5) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Delta^{\rho}_{\mu\nu} = \left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\} + u^{\rho}_{\mu\nu} + \Delta^{\rho}_{\underset{\vee}{\mu\nu}}, \\ \text{où} \\ \left\{ {\rho \atop \mu\nu} \right\} = \frac{1}{2}\gamma^{\rho\sigma}(\partial_\mu\gamma_{\nu\sigma} + \partial_\nu\gamma_{\mu\sigma} - \partial_\sigma\gamma_{\mu\nu}), \\ u^{\rho}_{\mu\nu} = \gamma^{\rho\lambda}\left(\Delta^{\sigma}_{\underset{\vee}{\mu\lambda}}\varphi_{\sigma\nu} + \Delta^{\sigma}_{\underset{\vee}{\nu\lambda}}\varphi_{\sigma\mu}\right), \\ \Delta^{\rho}_{\underset{\vee}{\mu\nu}} = R_{\underset{\vee}{\mu\nu},\rho} - R_{\underset{\vee}{\mu\nu},\bar{\bar{\rho}}}, \\ R_{\underset{\vee}{\mu\nu},\rho} = -\frac{1}{2}\varphi_{\mu\nu\rho} + \nabla_\rho\varphi_{\mu\nu} + \frac{1}{8\sqrt{-\gamma}}\overset{*}{\varphi}_{\mu\nu}\varepsilon^{\sigma\tau\lambda\pi}\varphi_{\lambda\pi}\varphi_{\sigma\tau\rho} \\ \qquad + \gamma^{\sigma\lambda}\varphi_{\lambda\rho}[\varphi_{\mu\nu}(f_\sigma - f_{\bar{\bar{\sigma}}}) + \varphi_{\sigma\mu}(f_\nu - f_{\bar{\bar{\nu}}}) + \varphi_{\nu\sigma}(f_\mu - f_{\bar{\bar{\mu}}})]. \end{array} \right.$$

avec

$$\varphi = 0 \qquad \text{et} \qquad \varphi_{\mu\nu}\varphi^{\nu\mu} = 0.$$

Pour nous assurer que la solution (5) n'implique pas de condition supplémentaire par rapport à la solution générale, comme dans le cas de la solution de V. Hlavatý, nous avons procédé à la vérification de certaines expressions

générales dans lesquelles nous avons substitué la solution (5). Nous avons en particulier vérifié que :

$$R_{\mu\nu\rho} = \Delta_{\mu\nu\rho} + \bar{\bar{\Delta}}_{\mu\nu\rho} \quad (^6).$$

En résumé, nous constatons que la méthode de M.-A. Tonnelat s'applique tout aussi bien au cas où $\varphi = 0$ et $\varphi_{\mu\nu}\varphi^{\mu\nu} = 0$, à condition bien entendu, de prendre les précautions mises en évidence par M.-A. Tonnelat dans le cas où $\varphi = 0$.

(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 182; *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 81.
(2) *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 21.
(3) *La théorie du champ unifié*, Gauthier-Villars, Paris, 1955.
(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 168.
(5) *J. Rat. Mech. Anal.*, 2, 1953, p. 1; 5, 1956, p. 419.

(6) Signalons une erreur typographique dans l'expression de $\bar{\bar{\Delta}}_{\mu\nu\rho}$, telle qu'elle figure dans (2) et (3). Celle-ci s'écrit en effet :

$$\Delta_{\mu\nu\rho} = \left(1 - \frac{g}{\gamma} - \frac{\varphi}{\gamma}\right)\Delta_{\mu\nu\rho} + \sqrt{\varphi}\,\varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma}(\varphi^{\lambda\sigma}A_\lambda - \gamma^{\lambda\alpha}\gamma^{\sigma\beta}\varphi_{\alpha\beta}B_\lambda) + \frac{\sqrt{\varphi}}{2}\varepsilon_{\mu\nu\rho\lambda}\gamma^{\pi\alpha}\gamma^{\lambda\beta}\varphi_{\alpha\beta}\varphi^{\sigma\tau}\Delta_{\pi\sigma\tau}$$

le terme en B_λ devant être affecté du signe (—) et non du signe (+).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Comparaison détaillée des champs tensoriels aux champs de spin maximum entier en ce qui concerne leur composition.* Note (*) de M. **Tzou Kuo-Hsien**, présentée par M. Louis de Broglie.

Une analyse basée sur le théorème de Clebsch-Gordan a montré qu'à l'égard des états de spin, un champ tensoriel de rang n a une même composition que le champ de spin maximum n entier de la théorie de fusion (1). En ajoutant certaines précisions dans l'application de ce théorème, on peut procéder à une comparaison détaillée en ce qui concerne aussi le rang, la parité et le signe d'énergie de champs composants.

1. Au sein d'un champ tensoriel, les champs composants irréductibles se distinguent par leur rang (r), le signe d'énergie (+ ou —) et par leur spin (s). Nous désignons donc par $D_s^{(\pm)}(r)$ leur représentation irréductible. La représentation d'un champ vectoriel sans condition supplémentaire doit être alors (1)

$$\mathcal{D}_1 = D_1^{(+)}(1) + D_0^{(-)}(0). \tag{1}$$

Pour un champ tensoriel de rang 2, considéré comme produit de deux vecteurs, la représentation sera évidemment

$$\mathcal{D}_2 = \mathcal{D}_1 \times \mathcal{D}_1 = [D_1^{(+)}(1) + D_0^{(-)}(0)] \times [D_1^{(+)}(1) + D_0^{(-)}(0)]. \tag{2}$$

La décomposition complète des états de spin d'un champ tensoriel s'effectue en général par trois procédés, à savoir, (i) décomposition à l'aide de la diver-

gence nulle, (ii) décomposition à l'égard de la symétrie du tenseur, et (iii) celle à l'aide de la trace nulle. Dans le cas du rang 2, le premier procédé de décomposition correspond au développement de (2) en

$$(3)\quad \mathcal{D}_2 = D_1^{(+)}(1)\times D_1^{(+)}(1) + D_1^{(+)}(1)\times D_0^{(-)}(0) + D_0^{(-)}(0)\times D_1^{(+)}(1) + D_0^{(-)}(0)\times D_0^{(-)}(0),$$

étant donné que par définition l'opération produit ($\times$) obéit à la loi distributive. Dans les deux autres procédés, il s'agit de réduire chaque produit simple de (3) à des représentations irréductibles. Pour développer le produit $D_s^{(+)}(r)\times D_{s'}^{(-)}(r')$ par exemple, les signes $\pm$ obéissent aux règles algébriques usuelles et la composition des spins s et s' est régie par le théorème de Clebsch-Gordan. Pour la composition des rangs r et r' dans l'opération $\times$, il n'y a pas de règles générales simples. On doit examiner chaque cas en particulier. Ainsi, nous avons par exemple

$$(4)\quad \begin{aligned} D_1^{(+)}(1)\times D_1^{(+)}(1) &= D_2^{(+)}(1+1) + D_1^{(+)}(1+1) + D_0^{(+)}(1+1-2) \\ &= D_2^{(+)}(2) + D_1^{(+)}(2) + D_0^{(+)}(0). \end{aligned}$$

Dans (4), la dernière composante résulte de la séparation de trace dont le rang est égal au rang total moins 2. Les trois autres terme de (3) sont très simples :

$$(5)\quad D_1^{(+)}(1)\times D_0^{(-)}(0) = D_1^{(-)}(1),\qquad D_0^{(-)}(0)\times D_1^{(+)}(1) = D_1^{(-)}(1),\qquad D_0^{(-)}(0)\times D_0^{(-)}(0) = D_0^{(+)}(0).$$

Finalement, la décomposition de $\mathcal{D}_2$ en représentations irréductibles s'exprime par

$$(6)\quad \mathcal{D}_2 = D_2^{(+)}(2) + D_1^{(+)}(2) + 2\,D_1^{(-)}(1) + 2\,D_0^{(+)}(0).$$

Parmi les trois composantes de spin total 1, $D_1^{(+)}(2)$ représente un champ d'énergie + (positive) mais de rang 2 (tenseur antisymétrique) tandis que les autres sont deux champs vectoriels (de rang 1) d'énergie — (négative). Les deux composantes de spin 0 sont des champs pareils : champs scalaires d'énergie +. Cette méthode d'analyse peut être appliquée aussi aux champs tensoriels de rang supérieur à 2.

2. On peut appliquer cette analyse détaillée également aux champs de spin maximum entier de M. L. de Broglie. Pour simplifier le langage ultérieurement, nous définissons un « tenseur » comme une grandeur géométrique caractérisée non seulement par un « rang » mais encore par une « parité ». Le scalaire est maintenant un tenseur de rang 0 et de parité + (plus), tandis que le pseudoscalaire est considéré comme un tenseur également de rang 0 mais de parité — (moins). Donc, en général, un tenseur de rang n et de parité + est simplement le tenseur de rang n habituel, mais un tenseur de rang n de parité — est une grandeur géométrique qui se transforme comme le produit d'un tenseur de rang n habituel par un pseudoscalaire. Cela étant, les champs composants tensoriels irréductibles d'un champ de spin maximum entier peuvent être représentés également par $D_s^{(\pm)}(r)$, à la seule différence que les signes $\pm$ ne

sont plus les signes d'énergie mais représentent maintenant les deux parités. Ces champs composants ont tous en fait une énergie positive. Après cette nouvelle interprétation des signes $\pm$, la représentation du champ de spin maximum 1 est donnée également par (1) et celle du champ de spin maximum 2 par (6). Ainsi, au sein de celui-ci, la composante de spin total 2 est un champ de rang 2 et de parité + (tenseur symétrique), l'une des trois composantes de spin total 1 est un champ également de rang 2 et de parité + (tenseur antisymétrique) mais les deux autres sont des champs de rang 1 mais de parité — (pseudovecteurs). Les composantes de spin o sont deux champs pareils, champs de rang o et de parité + (scalaires).

3. Dans la théorie de fusion, la décomposition des états de spin d'un champ de spin maximum entier s'effectue également avec les trois procédés mentionnés plus haut. De plus, les procédés (ii) et (iii) sont exactement les mêmes que ceux pour les champs tensoriels. Seul le procédé (i) est différent pour les deux cas, et la différence réside justement dans l'interprétation des signes $\pm$ que nous avons précisée plus haut. Par conséquent, en appliquant aux cas généraux la méthode d'analyse détaillée basée sur le théorème de Clebsch-Gordan, nous pouvons procéder à une comparaison détaillée du champ tensoriel de rang n (appelé Champ A ci-après) avec le champ de spin maximum n entier (Champ B) en ce qui concerne le spin, le rang, la parité et le signe d'énergie des champs composants. On en tire les conclusions suivantes :

1° Toutes les composantes irréductibles du champ A sont des champs tensoriels de parité +, mais leur énergie est soit + soit —. Au sein du champ B, au contraire, tous les champs composants ont une énergie +, mais leur parité est soit + soit —.

2° Le nombre total des champs composants irréductibles ainsi que le nombre de ceux d'un même spin sont les mêmes dans les deux cas. Au sein du champ B, les composantes d'un même spin sont en général différentes à la fois par leur rang et par leur parité. Dans le cas du champ A, elles diffèrent d'une part également par le rang mais d'autre part par le signe d'énergie.

3° Tout comme à l'égard des états de spin, le champ A a une même composition que B en ce qui concerne également le rang (sous la nouvelle définition du tenseur) des champs composants.

4° Les champs composants d'énergie + de A sont identiques (un à un) aux champs composants de parité + de B (à l'égard du spin, du rang, de la parité et du signe d'énergie). A chaque champ composant de parité — de B, correspond (un à un) un champ composant du même spin et du même rang mais de parité + et d'énergie — au sein du champ A.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1886.

THERMOCINÉTIQUE. — *A propos de la convection thermique sur les fils aux très faibles nombres de Reynolds.* Note (*) de M. **Jean Gosse**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Le phénomène de la perte de chaleur par un fil chauffé disposé perpendiculairement à un courant fluide se présente de façon très différente suivant qu'on est aux vitesses aérodynamiques courantes ou aux très faibles vitesses. Dans ce dernier cas il n'y a pas à proprement parler de couches-limites, ni dynamique ni thermique, le phénomène est diffus, entendant par là que la chute totale de température s'effectue sur des distances représentant un nombre considérable de fois le diamètre du fil. Il résulte de ce caractère diffus que le champ des températures dans le fluide ne diffère pas essentiellement de ce qu'il serait en fluide parfaitement immobile, correspondant à un écoulement de chaleur par conduction pure.

Dans un écoulement à faible vitesse on est donc conduit à admettre que le gradient de température est la somme du vecteur de conduction pure et d'un vecteur correctif introduisant l'influence de l'écoulement. Ce caractère additif se retrouve sur les pertes de chaleur si bien qu'on peut écrire le coefficient de convection totale sous la forme d'une somme

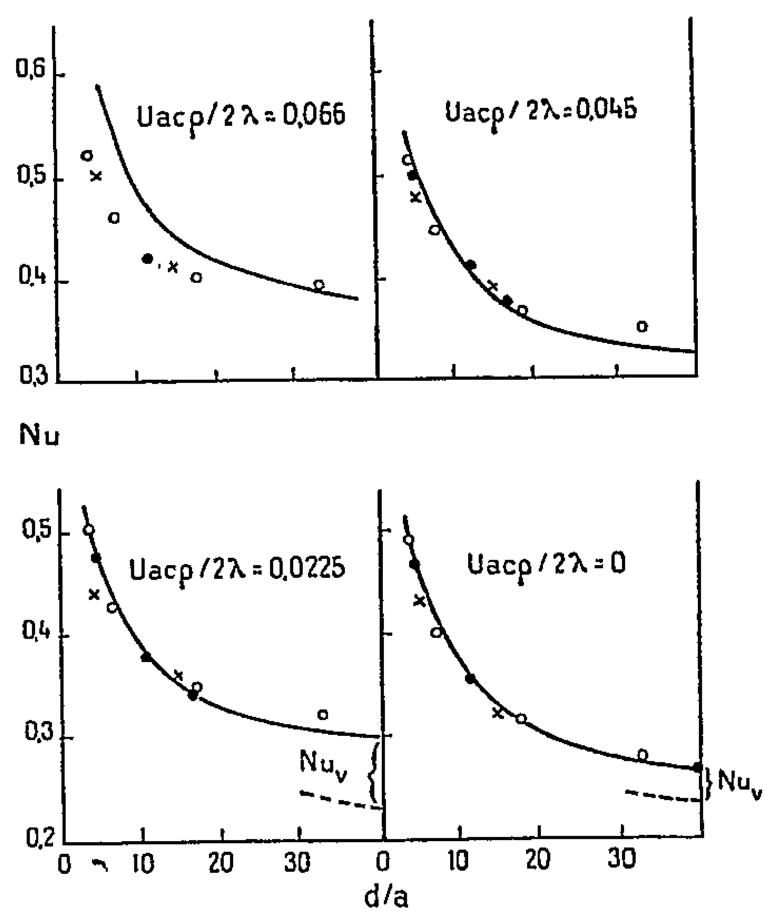
$$\alpha = \alpha_c + \alpha_v, \tag{1}$$

α_c étant le coefficient de conduction *calculable d'après la forme géométrique du dispositif*, et α_v résultant de la vitesse du fluide.

L'égalité ci-dessus pourrait évidemment être écrite aussi lorsque l'écoulement donne lieu à une couche limite, mais le terme α_c ne correspond plus à une réalité physique, la distribution des températures n'ayant plus rien de commun avec ce qu'elle est en conduction pure du fait que la chute totale de température doit s'effectuer dans une couche mince devant le diamètre du fil et que par ailleurs l'intervention du sillage crée une dissymétrie considérable entre amont et aval.

Dans nos expériences [1] nous avons effectivement mis en évidence ces deux aspects du phénomène : à des nombres de Reynolds supérieurs à 40 nous avons obtenu avec précision la loi classique d'accroissement du coefficient de convection (total) suivant la puissance 0,5 de la vitesse, le coefficient $\alpha_v = \alpha - \alpha_c$ (α_c calculé) ne suit aucune loi simple et ne présente pas d'intérêt. A des nombres de Reynolds inférieurs à 10 l'hypothèse de la superposition des termes de conduction et de convection nous a permis au contraire de coordonner parfaitement nos résultats expérimentaux (compte tenu d'un effet de convection naturelle sur lequel nous n'insisterons pas).

Nous nous proposons dans cette Note de discuter des effets que peuvent produire en anémométrie à fil chaud ces phénomènes de convection diffuse. On sait que les corrections proposées par Piercy et Richardson pour les mesures faites au voisinage immédiat des parois ont été très discutées ([2]), ces auteurs avaient cependant montré qu'un fil fin chauffé à température fixe et se déplaçant à vitesse constante parallèlement à une paroi métallique froide perd environ deux fois plus de chaleur lorsque sa distance à la paroi passe de 30 fois à 5 fois son diamètre. Reprenant des expériences analogues ([3]) ils ont récemment remis en évidence le phénomène, opérant avec des fils fins (de 13 à 38 μ) et à de faibles vitesses (5 à 60 cm/s).



Les nombres de Reynolds sont inférieurs à 1,5, si bien que leurs mesures correspondent au domaine des écoulements visqueux.

Désignons par a le rayon du fil, d sa distance à la paroi métallique, λ la conductivité thermique de l'air. Exprimant la relation (1) en nombre de Nusselt relatif au rayon du fil ($\mathrm{Nu} = \alpha a/\lambda$), nous écrirons :

$$\mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_c + \mathrm{Nu}_v, \tag{2}$$

avec

$$\mathrm{Nu}_c = \left[\mathrm{L}n\left(\frac{d}{a} + \sqrt{\frac{d^2}{a^2} - 1}\right)\right]^{-1}. \tag{3}$$

L'expression (3) du nombre de Nusselt de conduction est classique pour un fil de longueur infinie tendu parallèlement à une paroi plane.

Pour une vitesse donnée du fil, Nu_v ne dépend pas de d/a, la courbe expérimentale donnant Nu en fonction de d/a doit donc se déduire de la

courbe calculée donnant Nu_c par une translation qui mesure Nu_p. Sur la figure nous avons tracé en trait plein, pour quatre vitesses différentes la courbe Nu_e à laquelle nous avons donné une translation convenable pour l'amener sur les points expérimentaux (en fait le paramètre employé n'est pas la vitesse, mais l'expression sans dimension $Uac\rho/2\lambda$). La superposition est très bonne pour les trois premières valeurs du paramètre de vitesse, un décrochage se produit ensuite (bien que le nombre de Reynolds reste faible).

Ces résultats permettent quelques remarques sur l'emploi du fil chaud dans la détermination des vitesses d'un fluide au voisinage immédiat d'une paroi. Dans les conditions usuelles d'emploi, les nombres de Reynolds étant inférieurs à 10, on se trouve dans le cas d'une perte de chaleur diffuse et la paroi réagit à des distances relativement grandes ainsi que l'indique la figure. Pour éviter des corrections difficiles il semble qu'on doive se tenir dans la région où les courbes sont presque horizontales ce qui limite la distance d'exploration à 20 diamètres. On est même conduit à la conclusion paradoxale que, dans certains cas, il serait préférable d'utiliser des fils plus gros pour obtenir un écoulement à couche-limite et, par conséquent, insensible à l'effet refroidissant de la paroi, car la couche-limite thermique possède alors une épaisseur faible devant la distance à la paroi.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) J. Gosse, *Thèse*, Poitiers, 1955.

(2) Piercy et Richardson, *Rep. et Mem. Arc*, n° 1224, 1924.

(3) Piercy, Richardson et Winny, *Proc. Phys. Soc.*, 69, n° 4398, 1956, p. 731.

ACOUSTIQUE TÉLÉPHONIQUE. — *Contribution à l'étude du problème de l'oreille artificielle. Le nouveau modèle d'oreille artificielle du Centre National d'Études des Télécommunications.* Note (*) de M. **Pierre Chavasse**, présentée par M. Camille Gutton.

1. *Forme géométrique.* — Nous avons antérieurement décrit (1) un premier modèle d'oreille artificielle destiné à la mesure des écouteurs téléphoniques, ou d'audiomètres, dans des conditions équivalentes à celles de leur fonctionnement normal. Il était précisé que la pression acoustique p, créée par un écouteur aux bornes duquel est appliquée une tension constante, de fréquence continûment variable entre 100 et 10^4 Hz et mesurée dans son plan de base, au centre de la circonférence de contact de ce plan avec le pavillon de l'oreille, était conventionnellement considérée comme caractérisant la pression excitatrice de la sensation sonore sur un tympan fictif extra-auriculaire. Elle devait donc être pratiquement la même

quand le récepteur était pressé respectivement contre une oreille naturelle moyenne et contre l'oreille artificielle. Cette égalité était constatée à l'aide d'un très petit microphone sonde. Il restait à transposer la pression p sur le diaphragme d'un microphone jouant effectivement le rôle de l'élément sensible ou de tympan extra-auriculaire et qui est, en fait, un microphone à condensateur, à courbe de réponse uniforme dans le domaine des

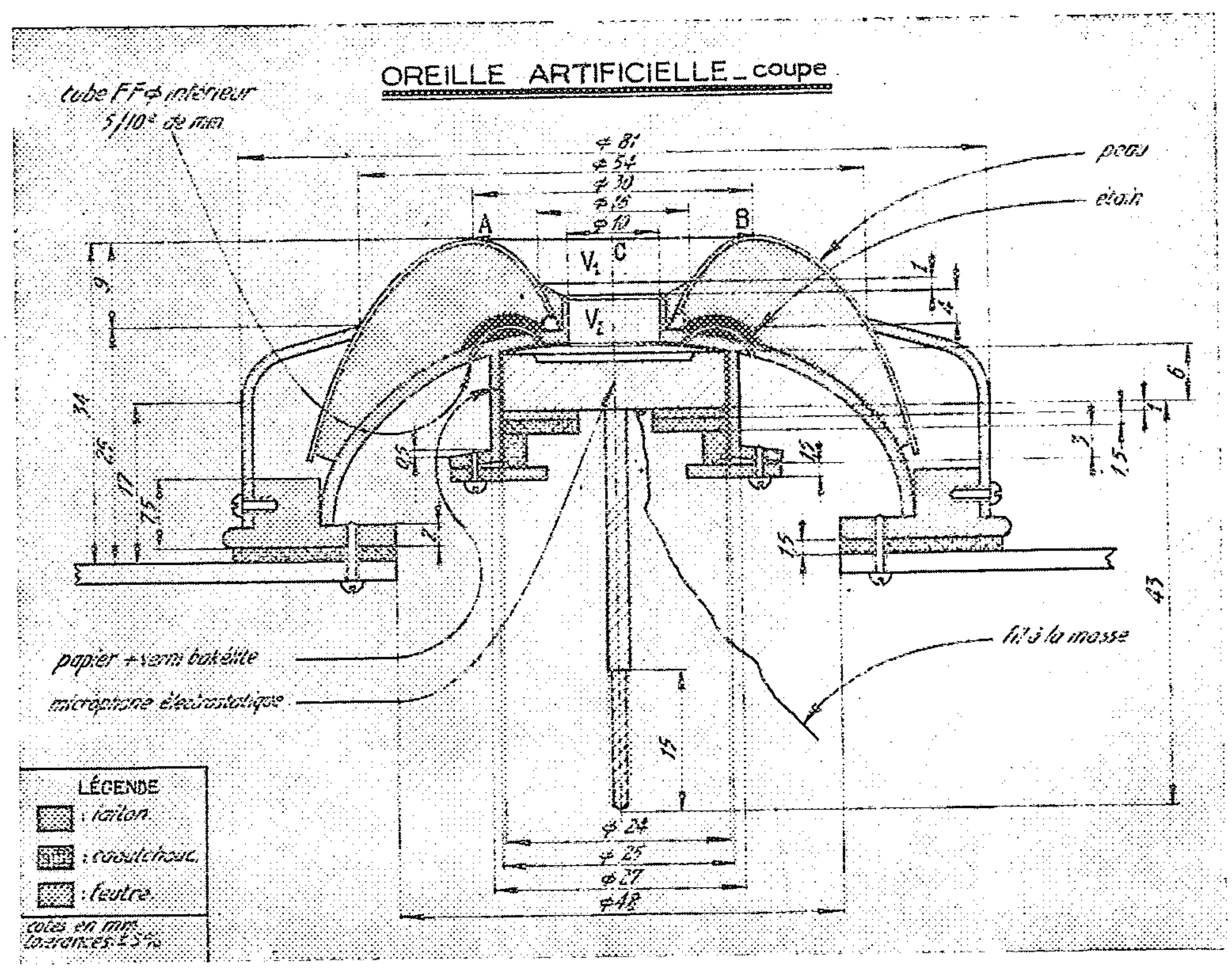


Fig. 1 *a*.

fréquences acoustiques. C'est ce que nous avons fait avec M. R. Fromentin au Centre National d'Études des Télécommunications en réalisant le nouveau modèle d'oreille dont la coupe, le plan coté ainsi que la nature des matériaux employés sont donnés par les figures 1 A et 1 B. On y voit également les fuites acoustiques FF qui ont pour but de donner à l'oreille la caractéristique d'impédance désirée.

L'écart entre les pressions p_s dans le plan de base (AB) (point C) du pavillon de l'oreille et p_t sur un microphone tympan dans la nouvelle oreille est ≤ 1 dB, c'est-à-dire, reste compris dans les limites de dispersion des mesures décrites dans la précédente Note. Pour ces écouteurs de type téléphonique leur pavillon vient reposer sur le bourrelet de feutre tassé qui joue le rôle de pavillon de l'oreille artificielle. Cette oreille, en service

depuis plusieurs années, a donné de très bons résultats. On notera que la cavité a un volume de 2,3 cm³ dont 1,3 pour la partie V_1 et 1,2 pour la partie V_2 (les fuites acoustiques consistent en deux conduits FF longs de 10 mm et d'un diamètre de 0,5). Elle a permis également l'étude des écouteurs pour appareils de correction auditive. Ceux d'entre eux qui

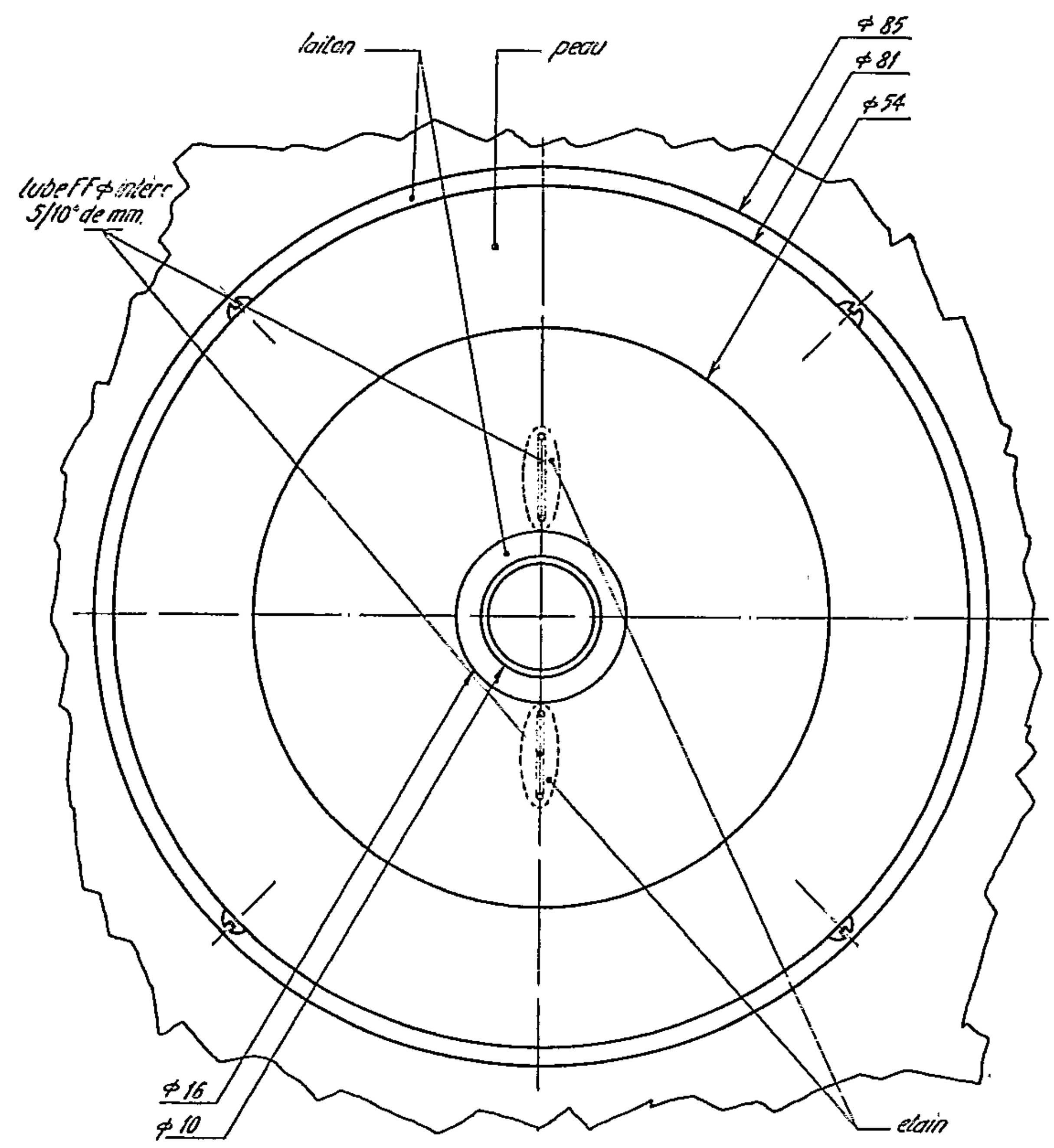


Fig. 1 *b*.

sont munis d'embouts pour insertion dans le conduit auriculaire, reposent sur l'extrémité du conduit de l'oreille artificielle qui a un diamètre de 10 mm et peuvent, comme dans l'oreille réelle, pénétrer légèrement dans ce conduit « auditif ».

2. *Sensibilité. Loi de détection.* — La loi de détection déterminant la sensibilité neuroélectrique qui a donné les meilleurs résultats, par comparaison avec ceux de l'appréciation de l'oreille naturelle moyenne pour une intensité de 60 à 70 phones (qui est celle des sons normalement reçus au cours d'une conversation téléphonique) est une loi de « redressement linéaire », de préférence des deux alternances des courants engendrés par le microphone tympan, combinée avec un système à constante de temps voisine de 0,2 s, quand le courant redressé est lui-même mesuré par un

appareil à sensibilité logarithmique. L'appareil utilisé à cet effet doit sa loi de déviation à la forme spéciale donnée à l'entrefer; sa constante de temps propre est combinée avec celle du système détecteur. La concordance des résultats obtenus subjectivement d'abord, en écoutant les sons venus de divers récepteurs appliqués sur l'oreille artificielle à la sortie du microphone tympan au moyen d'un écouteur étalon ou directement appliqués sur l'oreille par plusieurs opérateurs, avait permis de constater l'identité à moins de 1 dB près du fonctionnement acoustique de l'oreille artificielle et de l'oreille naturelle.

D'autre part, la comparaison des lectures faites sur le volumètre spécial, placé à la sortie du microphone tympan et ayant les caractéristiques de détection indiquées ci-dessus a permis de contrôler la qualité obtenue pour les mesures téléphonométriques.

Le volumètre a été appliqué avec le même succès à la comparaison des équivalents relatifs des microphones. L'écart des résultats subjectifs et objectifs est dans tous les cas inférieur à ceux des comparaisons subjectives effectuées par diverses équipes et inférieur à 1 dB par rapport à ceux d'une équipe type.

(*) Séance du 1er avril 1957.
(1) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 1390.

ÉLECTRICITÉ. — *Sur la résistivité des alliages* Al-Cu. Note (*) de MM. **Sylvain Janssen** et **Ordan Pečijare**, présentée par M. Eugène Darmois.

Dans une Note précédente (1) nous avons montré que certains alliages de Cu et Al possèdent dans quelques intervalles de température des coefficients de température $\alpha = (1/\rho_0)(d\rho/dT)$ (C. T.) négatifs.

Pour préciser ces intervalles nous avons étudié des alliages de Cu et Al ayant des compositions comprises entre 13,9 et 16,4 % Al.

Les courbes de la figure 1 expriment la variation de ρ en fonction de la température centigrade t.

Les courbes I, II et III se rapportent aux alliages de composition 13,9; 14,5 et 14,9 % Al; un maximum de ρ à 780° est suivi d'un minimum variable avec la composition.

D'autre part ρ reprend la valeur de $\rho_{780°}$ pour les températures indiquées dans la dernière colonne.

% Al.	Max.	Min.	t où $\rho = \rho_{780°}$.
13,9	780°	810°	830°
14,5	780	874	940
14,9	780	896	950

On sait qu'à 780° a lieu la transformation :

$$\beta + \gamma_2 \rightleftharpoons \beta + \gamma_1.$$

D'autre part, la disposition du domaine mixte $\beta + \gamma_1$ est telle que la quantité de γ_1 diminue au profit de β quand la température augmente.

Dans l'intervalle où le C. T. est négatif et où $\rho < \rho_{780°}$ on a alors $\gamma_1 \rightarrow \beta$.

Enfin ρ reprend la valeur $\rho_{780°}$ pour des températures qui correspondent approximativement à la disparition totale de γ_1.

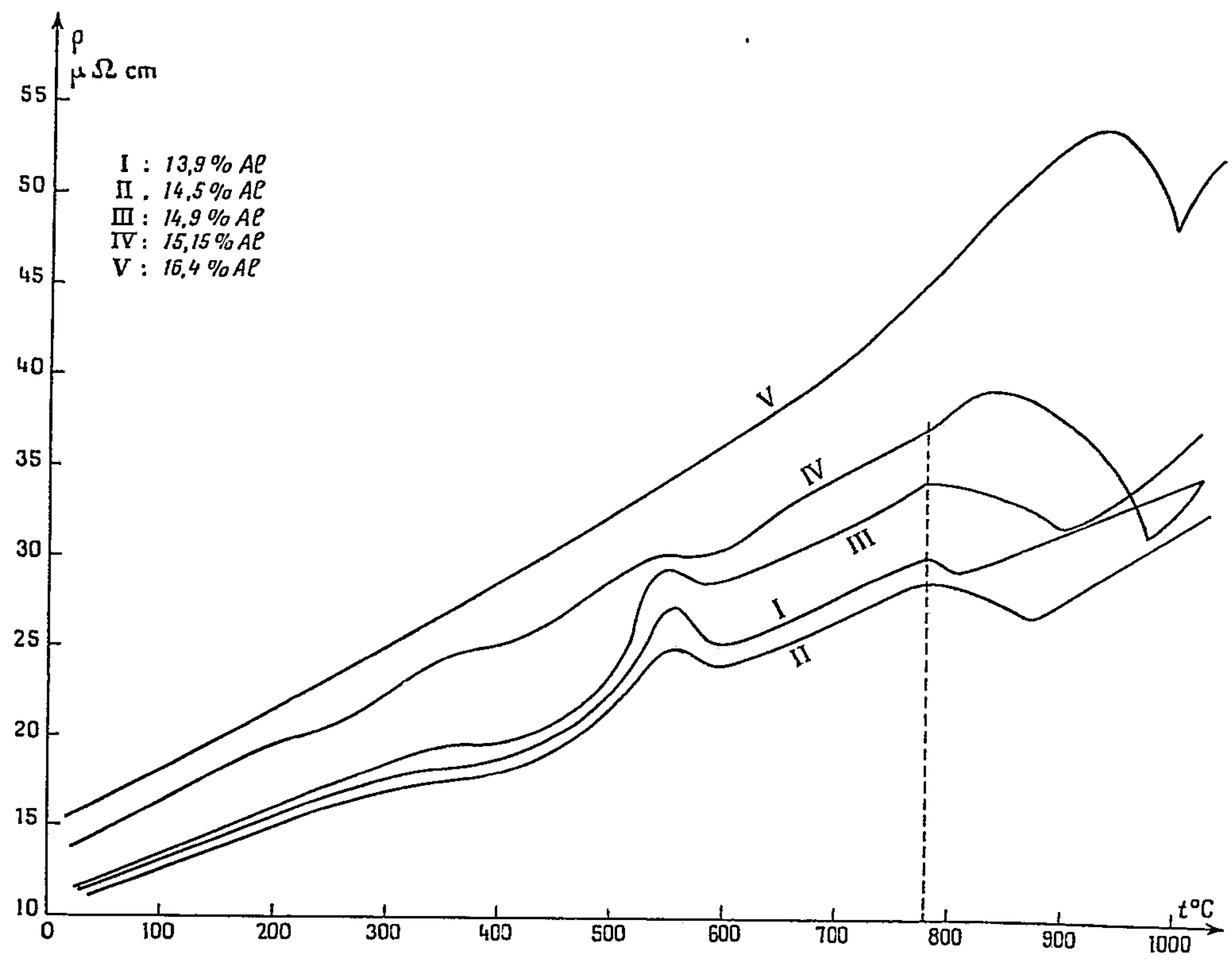


Fig. 1.

On sait qu'à la phase β correspond la formule Cu_3Al et à γ_1 la formule Cu_9Al_4 ; on doit donc avoir pendant l'échauffement :

$$Cu_9Al_4 \rightarrow 3\,Cu_3Al + \underline{Al}.$$

Cet Al d'abord engagé dans la combinaison Cu_9Al_4 est libéré; il s'ionise alors en libérant un ou plusieurs électrons.

Même les théories les plus modernes indiquent que la résistivité est inversement proportionnelle au nombre d'électrons libres par centimètre cube.

On sait que la résistivité normale augmente toujours avec t. Cette augmentation peut être compensée ou même surcompensée par l'augmentation du nombre n d'électrons libres.

Pendant la transformation $\gamma_1 \rightarrow \beta$, n augmente et agit plus ou moins sur la valeur de ρ.

S'il y a surcompensation le C.T. devient négatif. Nous devons admettre qu'au-delà du minimum de ρ, l'augmentation de n est plus faible parce que la quantité de γ_1 elle-même est déjà faible; ρ augmente alors à nouveau. C'est pourquoi le minimum de ρ, qui correspond à une compensation exacte, a lieu avant la disparition totale de γ_1.

La courbe IV est relative à un alliage 15,15 % Al-84,85 % Cu.

On y observe à 780° une augmentation de la pente de $\rho = f(t)$ et un maximum de ρ à 850°, puis une chute de ρ bien plus importante (de 40,3 à 32 $\mu\Omega$ cm), suivie d'une remontée à partir de 970°.

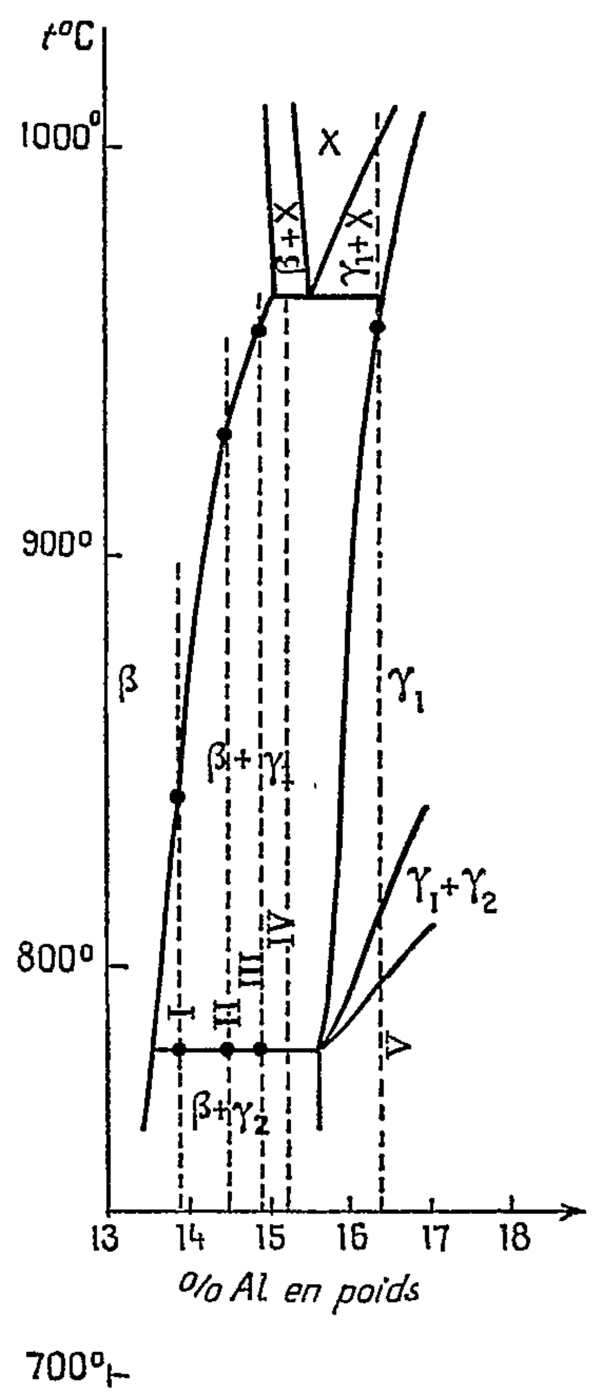


Fig. 2.

Sur le diagramme Cu-Al (*fig.* 2), la verticale correspondant à 15,15 % Al montre que la quantité de γ_1 reste environ constante au début quand la température monte à partir de 780° — ce qui correspond à l'augmentation normale de ρ — et que cette quantité commence à diminuer au profit de β à une température plus élevée seulement.

A partir de 800° le C. T. décroît. Il devient négatif à partir de 850°. La décroissance de ρ continue jusqu'à disparition de γ_1.

La courbe V est celle d'un alliage 16,4 % Al-83,6 % Cu. Ici on observe un max. de ρ à 950° suivie d'une chute jusqu'à 1 000°. Ensuite, ρ remonte. Le diagramme montre que l'on a à 950° le début de la transformation $\gamma_1 \to \beta$, puis la transformation $\gamma_1 \to X$. A 1 000° γ_1 a totalement disparu.

La disparition de γ_1 entraîne un C. T. négatif. L'étude d'autres alliages confirme ces résultats.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) Mme G. Darmois et S. Janssen, *Comptes rendus*, **243**, 1956, 1496.

(Laboratoire de Physique-Enseignement, Sorbonne.)

ÉLECTRICITÉ. — *Réalisation et étude d'un analyseur spectral à grande sélectivité, dans le domaine des basses fréquences.* Note (*) de MM. **Michel Savelli** et **Jean-Claude Solera**, présentée par M. Eugène Darmois.

On étudie les caractéristiques d'un analyseur spectral à haute sélectivité, dans le domaine des basses fréquences, en vue de son emploi pour des mesures de bruit.

Nous indiquons ici un certain nombre de résultats relatifs à un analyseur spectral très sélectif dans le domaine des basses fréquences réalisé pour des mesures de bruit de fond.

1. *Principe.* — L'appareil réalisé permet une fine analyse spectrale dans une bande de fréquence limitée. Il utilise un changement de fréquence par battement avec une fréquence ν suivi d'un filtrage très sélectif près de la fréquence zéro.

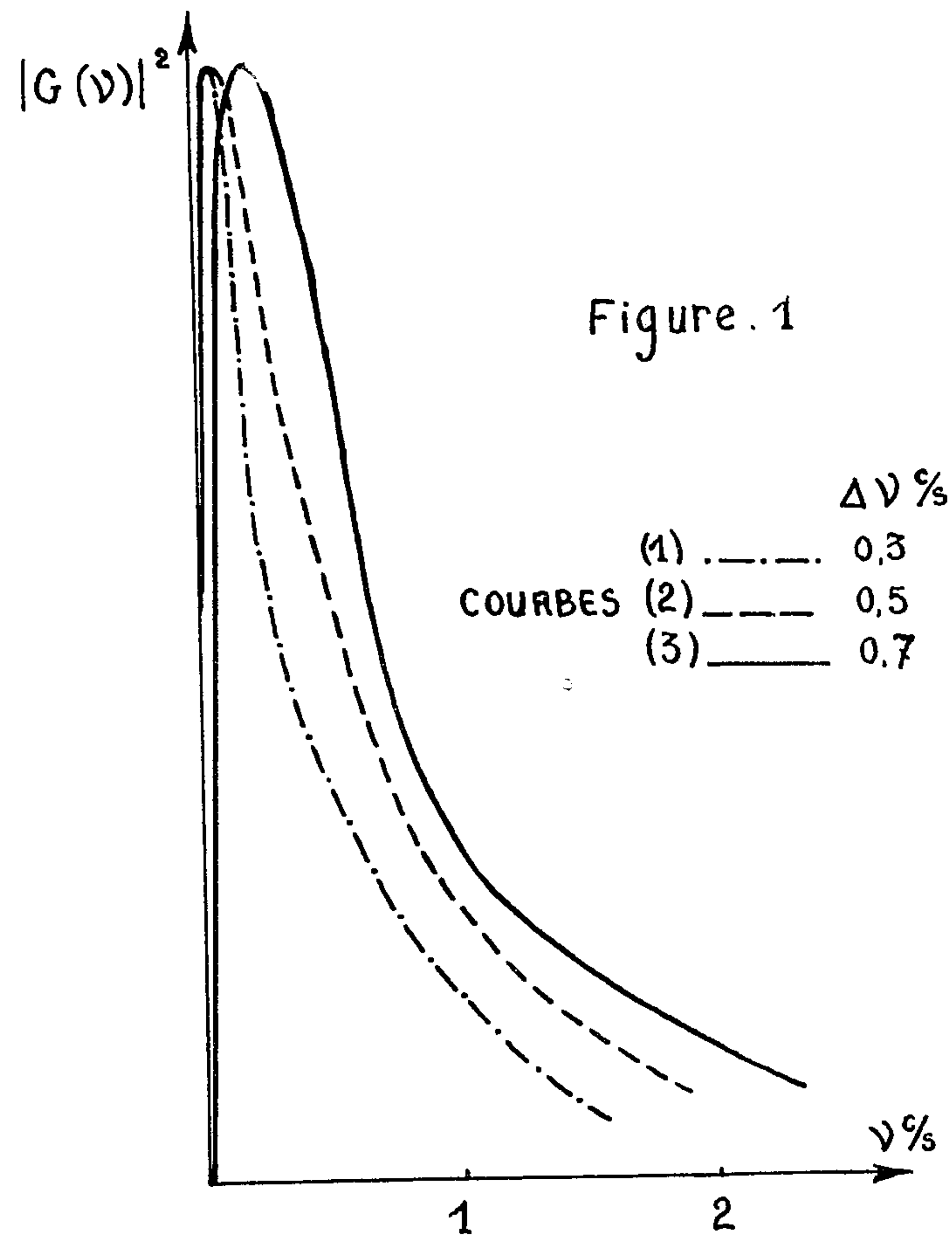
Ce principe est connu; c'est sur les particularités du montage, les méthodes utilisées pour l'étudier et les résultats obtenus que nous insistons ici.

Le signal $s(t)$ à analyser est découpé par une tension en créneaux $F(t)$ prenant alternativement l'une des valeurs 0 ou V_0 sur des intervalles successifs $\Delta t = 1/2\,\nu$. La tension $s(t)\,F(t)$ ainsi élaborée est filtrée dans un circuit très sélectif $\mathcal{A}_1$ (résistances-capacités) de gain $G(\nu)$ ne laissant passer qu'une bande, très étroite $\Delta\nu$ près de $\nu = 0$.

La tension filtrée est appliquée à un thermocouple, suivi d'un amplificateur $\mathcal{A}_2$ à courant continu [gain $K(\nu)$] dont la sélectivité est assurée par un circuit résistance-capacité à grande constante de temps $\tau\,[\tau\Delta\nu \gg 1]$.

La tension $X(t)$ à la sortie de $\mathcal{A}_2$, dépend des composantes du signal dans la bande $(\nu - \Delta\nu,\ \nu + \Delta\nu)$ qui peut être très étroite si $\mathcal{A}_1$ a une grande constante de temps, ce qui est facile à obtenir avec des combinaisons résistances-capacités. A certains égards, la sélectivité de ce dispositif présente quelque parenté avec celle des réseaux de l'Optique.

2. *Régime sinusoïdal.* — Avec les sélectivités obtenues ($\nu \# 800$ c/s, $2\Delta\nu$ de l'ordre du cycle) il est très difficile de tracer la courbe de gain avec un générateur étalonné, la stabilité de ce dernier étant insuffisante. Nous avons tourné cette difficulté en prenant pour $s(t)$ un signal $\cos 2\pi\nu t \cos 2\pi\varepsilon t$, obtenu en



modulant mécaniquement à la très basse fréquence ε l'amplitude d'une tension sinusoïdale de fréquence ν issue du même générateur que celui qui sert à produire la tension de découpage $F(t)$. On peut relier aux gains des parties linéaires la moyenne temporelle $\overline{X}$ de X et le carré moyen des fluctuations relatives. On trouve (à un facteur constant près pour $\overline{X}$) :

$$\overline{X} = |G(\varepsilon)|^2 K(0) \tag{1}$$

et

$$a^2 = \frac{\overline{(X-\overline{X})^2}}{(\overline{X})^2} = \frac{1}{2}\left|\frac{K(2\varepsilon)}{K(0)}\right|^2 = \frac{1}{2}\,\frac{1}{1+16\pi^2\varepsilon^2\tau^2}. \tag{2}$$

Nous avons fait varier $T = 1/\varepsilon$ de 30 s à une demi-seconde. L'étude expérimentale de $\overline{X}$ en fonction de ε fournit $|G(\varepsilon)|^2$ à un facteur près.

Les courbes (1), (2) et (3) de la figure 1 sont relatives à trois circuits sélectifs différents pour $\mathcal{A}_1$; les $\Delta\nu$ à 3 dB valent respectivement 0,3, 0,5 et 0,7 c/s, ce qui correspond à des surtensions de 1 300, 800 et 500. Ces surtensions sont proportionnelles à ν. Pour $\nu = 100$ c/s on aurait encore une surtension de l'ordre de la centaine. L'étude expérimentale de a conduit à une valeur de τ voisine de 30 s.

3. *Utilisation pour des mesures de bruit.* — Par rapport à l'utilisation en régime sinusoïdal il faut noter la particularité suivante : si le bruit à analyser $s(t)$ s'étend sur une bande relativement large et si l'on veut que $\Delta\nu$ soit très petit, le filtrage dans $\mathcal{A}_1$ correspond à une baisse considérable de valeur efficace, de sorte qu'il devient impossible d'attaquer convenablement le thermocouple sans risquer de saturer les étages d'entrée de $\mathcal{A}_1$. Il est nécessaire d'échelonner le filtrage sur plusieurs étages de façon à réduire progressivement la bande tout en relevant le niveau après chaque réduction. Les courbes de la figure 1 correspondent à des montages tenant compte de cette remarque. Nous avons étudié par le calcul [1] les fluctuations de $X(t)$ pour un bruit supposé uniforme dans la bande $2\Delta\nu$ étudiée (de l'ordre du cycle) et pour les gains $G(\nu)$ et $K(\nu)$ déterminés expérimentalement. $\mathcal{A}_1$ intervient par

$$M = \int_{-\infty}^{+\infty} |G(\nu)|^2 \, d\nu \tag{3}$$

et

$$N(\nu) = \int_{-\infty}^{+\infty} |G(\nu_1)|^2 \, |G(\nu_1 - \nu)|^2 \, d\nu. \tag{4}$$

Nous avons calculé $\overline{X}$ et le carré moyen a^2 des fluctuations relatives : on trouve (à un facteur constant près pour $\overline{X}$) :

$$\overline{X} = K(0)\, M \tag{5}$$

et

$$a^2 = 2\int_{-\infty}^{+\infty} \left|\frac{K(\nu)}{K(0)}\right|^2 \frac{N(\nu)}{M^2} \, d\nu. \tag{6}$$

Compte tenu du fait que $\mathcal{A}_2$ est beaucoup plus sélectif que $\mathcal{A}_1$ on peut d'ailleurs simplifier (6) en remplaçant $N(\nu)$ par $N(0)$. C'est ce que nous avons fait. On trouvera dans le tableau suivant, les valeurs ainsi calculées pour les trois réalisations de $\mathcal{A}_1$ déjà citées, et les résultats expérimentaux correspondants obtenus en prenant pour $s(t)$ un bruit d'agitation thermique filtré dans un circuit sélectif accordé sur 800 c/s et de largeur de bande de l'ordre de 30 cycles.

α_1.	$\frac{N(o)}{M^2}$.	τ (s).	a théorique (%).	a expérimental (%).
(1).................	0,49	30	12,9	18
(2).................	0,52	30	13,2	14
(3).................	0,60	30	14	14

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, *Théorie des fonctions aléatoires*, Masson, Paris, 1953, p. 432 et suiv.; A. Blanc-Lapierre, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 272.

ÉLECTRICITÉ. — *Influence de la température sur la répartition des potentiels, dans les liquides isolants, soumis à une différence de potentiel constante.* Note (*) de M. **Robert Guizonnier**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Répartition des potentiels. — Nous avons déjà montré (1), (2) que si l'on soumet à température ordinaire (20°) des liquides isolants, à une différence de potentiel constante, une des électrodes étant au potentiel V par rapport au sol, l'autre étant au sol, la répartition des potentiels peut s'effectuer d'après l'un des deux types de courbes 1 ou 2, tracés sur les figures.

Si l'on élève suffisamment la température (nous avons opéré de 50 à 70°), un liquide isolant, ayant à température ordinaire, une répartition de potentiels suivant le type de courbe 1 [huile de paraffine (3), huile de silicone, 200 centistokes, huile pour transformateurs B](*fig.* 1), la répartition des potentiels est alors conforme au type 2.

Si, maintenant la différence de potentiel appliquée, on laisse le liquide revenir à la température ambiante, le retour à la courbe 1 se fait sans retard; les courbes de variations du courant initial i_0, en fonction de la température pour ces liquides, comportent un minimum vers 30 à 40°, indiquant un changement de structure au point de vue électrique; on peut penser que c'est vers ces températures que s'effectue le changement de type de répartition des potentiels.

Inversement, si l'on abaisse suffisamment la température d'un liquide isolant (nous avons opéré vers — 10° C) qui, à température ordinaire, conduit à une courbe de répartition du type 2 (tétrachlorure de carbone, huile pour transformateurs A (*fig.* 2), on obtient alors une courbe du type 1.

Si, maintenant la différence de potentiel appliquée, on laisse la température du liquide revenir à la température ambiante, le retour au type 2 s'effectue alors au bout de plusieurs heures. Les courbes de variations du courant initial i_0, en fonction de la température, en ce qui concerne ces

liquides, ont un changement de pente vers 0°, c'est certainement vers cette température que s'effectue le changement dans la courbe de répartition des potentiels.

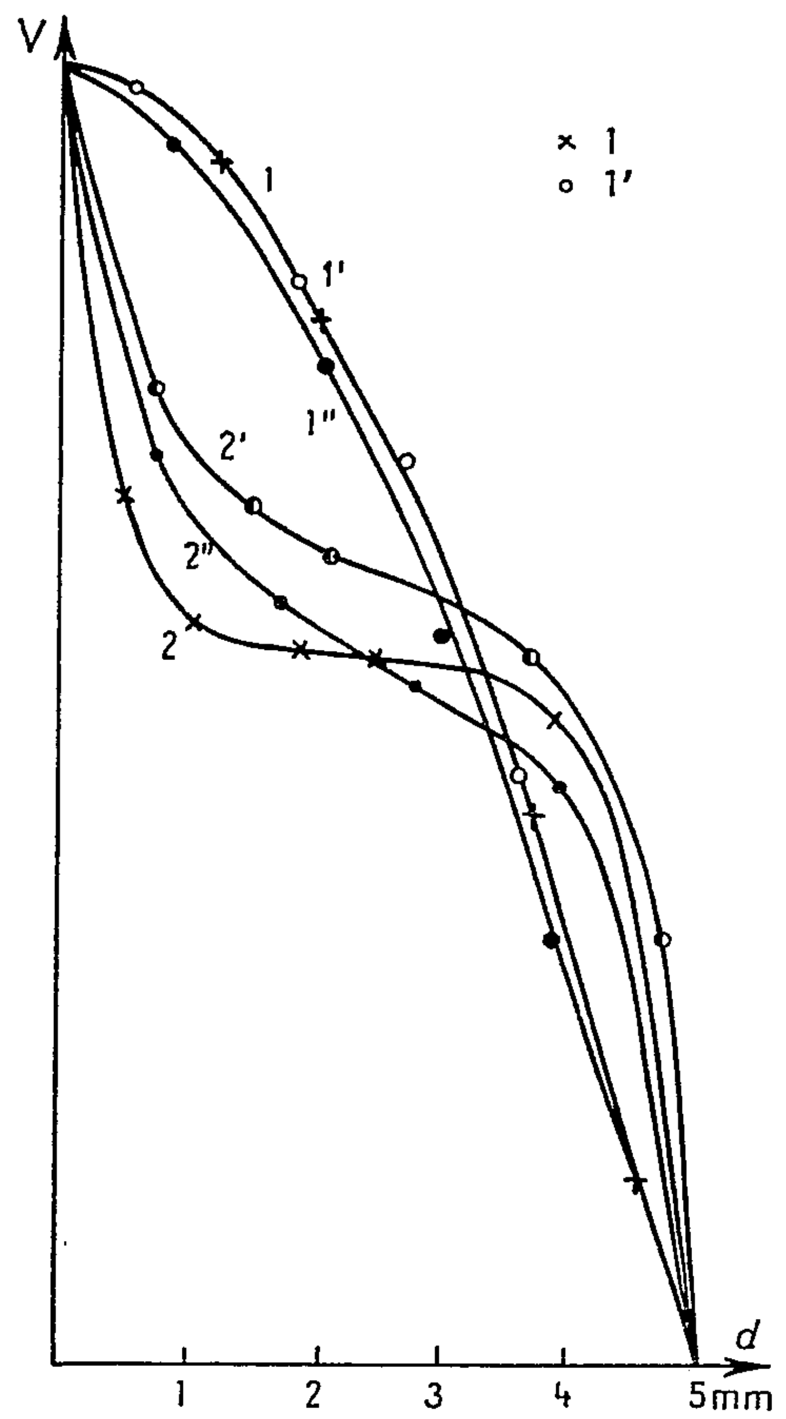


Fig. 1.

1.	Huile Tr. B,	20°,	1000	V/cm.
1'.	» paraffine,	20°,	600	»
1''.	» silicone,	20°,	1200	»
2.	» Tr. B,	70°,	1000	»
2'.	» paraffine,	50°,	600	»
2''.	» silicone,	55°,	1200	»

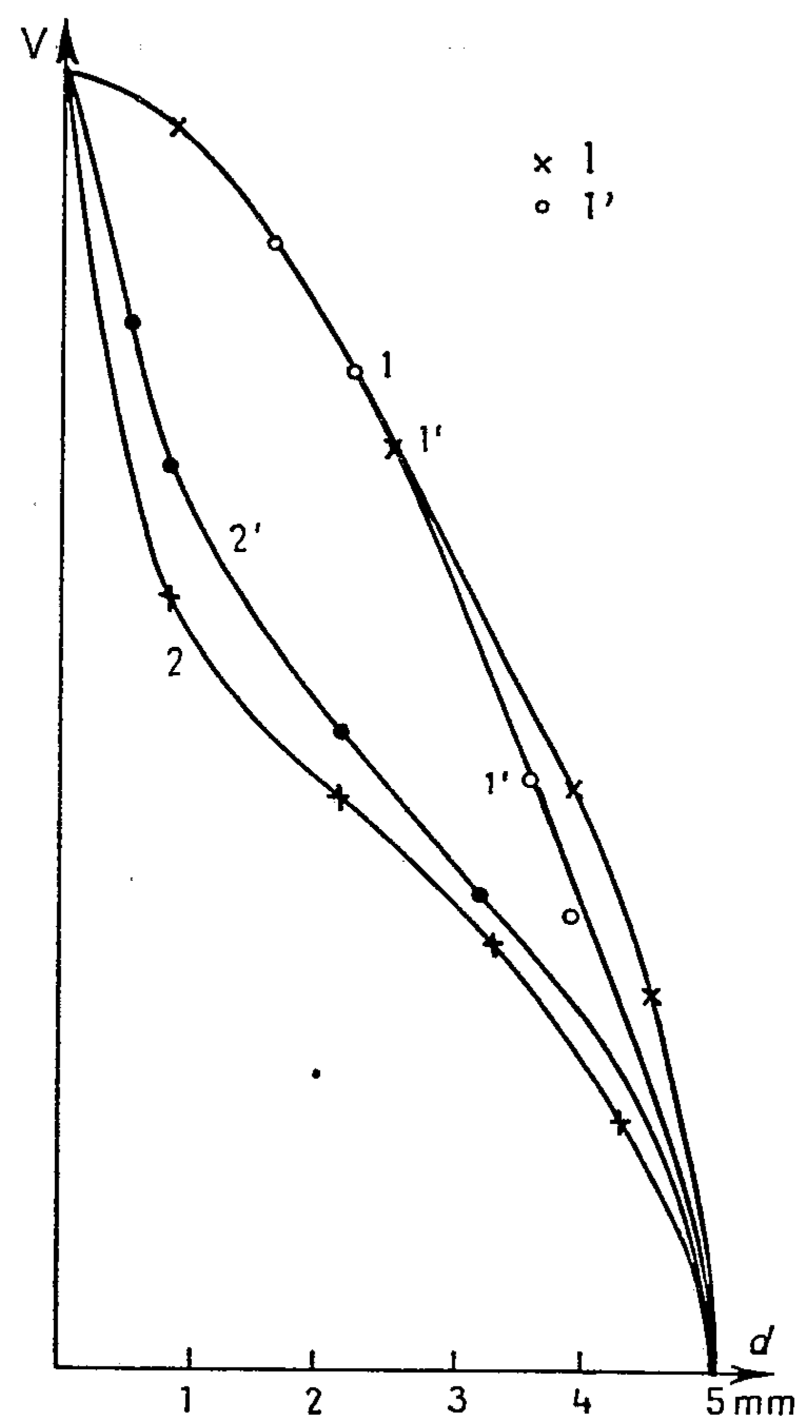


Fig. 2.

1.	Huile Tr. A,	(—10°),	1400	V/cm.
1'.	CCl_4,	(—10°),	1400	»
2.	Huile Tr. A,	20°,	800	»
2'.	CCl_4,	20°,	800	»

[à (—10°C) la conductibilité étant très faible, il a fallu utiliser un champ moyen plus élevé].

Charges spatiales. — L'application de l'équation de Poisson aux courbes obtenues permet de conclure que, dans le cas des courbes 2, le liquide contient, auprès de chaque électrode, des particules chargées de signe opposé à celui de cette électrode (hétérocharges), tandis que dans le cas des courbes 1, il n'y a que des particules d'un seul signe, celui de l'électrode au potentiel V (homocharges). Une étude de l'évolution de la forme des courbes, en fonction du temps d'application de la différence de potentiel, nous a déjà permis de penser (4) que les hétérocharges se trouvent dans

le liquide, avant l'application d'une différence de potentiel; tandis que dans le cas des homocharges, le liquide ne contient pas par lui-même de charges : c'est par application de la différence de potentiel qu'il va se développer, lentement, à partir de l'électrode au potentiel V, des particules du signe de cette électrode.

Puisqu'il suffit, comme nous venons de le constater expérimentalement, de porter un liquide isolant, au-dessus d'une certaine température, pour que la courbe de répartition des potentiels manifeste la présence de particules des deux signes (courbe 2), et puisque, d'après les conclusions que nous venons de rappeler, ces particules chargées préexistent à toute application de différence de potentiel, on peut penser que c'est bien à l'élévation de la température qu'est due l'électrisation de ces particules des deux signes.

(*) Séance du 25 mars 1957.

(1) R. Guizonnier, *Rev. Gén. Électr.*, août 1954, p. 489-500.

(2) *Rev. Gén. Électr.*, juin 1956, p. 359-367.

(3) En collaboration avec M. Monsonego.

(4) Étude des charges spatiales, *loc. cit.*, p. 498-499.

SEMI-CONDUCTEURS. — *Sur les caractéristiques courant-tension des contacts redresseurs métal-germanium.* Note (*) de MM. **Guy Mesnard** et **Alexandre Dolce**, transmise par M. Louis Néel.

On étudie la variation de la hauteur de la barrière de potentiel au contact métal-germanium en fonction de la tension appliquée. On en déduit notamment une croissance rapide du courant pour les tensions inverses élevées.

Les caractéristiques inverses des contacts redresseurs métal-germanium ont la forme indiquée sur la figure; la courbe I est obtenue dans le cas d'une forte barrière de potentiel spontanée à la surface du germanium; la courbe II correspond à une barrière moins haute, qui donne un taux de redressement moins élevé. Ces caractéristiques comprennent trois parties : *a*, *b* et *c*. La théorie simple du redressement conduit à une saturation du courant inverse. Pour expliquer la partie *c*, diverses hypothèses ont été émises : influences de la géométrie du contact, de la conductance de surface, de variations de mobilité, d'une couche superficielle résistante, effet tunnel, effet Schottky (intervention de la force d'image), effet Zener, effets d'échauffement, de non-uniformité de la barrière, d'ionisation par choc, de formation et de diffusion d'impuretés. Sans nier la possibilité de ces mécanismes, nous nous proposons de montrer que l'on peut rendre compte de la forme de la caractéristique par une analyse du phénomène normal (problème à une dimension).

La barrière spontanée provient de l'existence de niveaux d'énergie superficiels pour les électrons et éventuellement de la présence d'ions superficiels. D'après le théorème de Gauss, le champ électrique étant négligeable dans le métal, la charge interfaciale est opposée à la charge d'espace présente dans le germanium. En adoptant des niveaux de surface très voisins des bandes de conductibilité et de valence du germanium (1), cette charge est pratiquement constante quand on fait varier la tension appliquée, tant que le niveau de Fermi à la surface est assez éloigné de ces bandes. Dans ces conditions, le champ électrique E_s à la surface du germanium est constant. Raisonnons sur le type n, qui donne généralement les fortes barrières spontanées s'opposant au passage des porteurs majoritaires, que nous étudions dans cette Note. On peut supposer constants les potentiels de quasi-Fermi φ_n et φ_p des électrons et des trous à travers la zone de charge d'espace (en fait φ_n varie au voisinage immédiat du contact où il rejoint φ_p, la valeur commune étant égale au potentiel de Fermi dans le métal).

Soit φ_0 le potentiel de Fermi à l'intérieur du germanium à l'équilibre thermique des porteurs, ψ_0 et ψ_s les potentiels électrostatiques à l'intérieur et à la surface. Posons

$$N = \beta(\varphi_n - \varphi_0), \qquad P = \beta(\varphi_p - \varphi_0), \qquad Y = \beta(\psi_s - \psi_0),$$

avec $\beta = q/kT$ (q est la valeur absolue de la charge de l'électron). En supposant les donneurs et accepteurs complètement ionisés et le germanium assez pur avec des distributions non dégénérées, on a (2)

$$E_s = \frac{2}{\beta \mathcal{L}} F(Y), \tag{1}$$

$$F(Y) \equiv [\lambda e^{P}(e^{-Y} - 1) + \lambda^{-1} e^{-N}(e^{Y} - 1) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y]^{\frac{1}{2}} \tag{2}$$

avec

$$\mathcal{L} = \left(\frac{\varepsilon \varepsilon_0}{2\pi q n_i \beta}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{et} \qquad \lambda = e^{\beta(\varphi_0 - \psi_0)}$$

(n_i est la densité des électrons et des trous dans le germanium intrinsèque, ε sa constante diélectrique). Tenant compte de la relation

$$e^{-N} - 1 = \lambda^2 (e^{P} - 1),$$

qui traduit la neutralité dans la masse du germanium, $F(Y)$ peut se mettre sous la forme

$$F(Y) = [\lambda e^{P}(e^{Y} + e^{-Y} - 2) + (\lambda - \lambda^{-1})(1 + Y - e^{Y})]^{\frac{1}{2}} \tag{3}$$

et doit être constant quel que soit P ; on en déduit la hauteur Y de la barrière en fonction de P.

Posons $Y' = -Y$. Y' est très supérieur à l'unité, ainsi que λ^{-1}, dans le cas

que nous envisageons, et l'on a sensiblement

$$F(Y') = [\lambda e^{P+Y'} + \lambda^{-1} Y']^{\frac{1}{2}}. \tag{4}$$

Soit v la tension appliquée (positive dans le sens direct) et posons $V = \beta v$. On a $P = V$, d'où, C étant une constante,

$$Y' + \lambda^2 e^{Y'+V} = C \tag{5}$$

ou

$$Y'_0 + \lambda^2 e^{Y'_0} = C + V, \tag{6}$$

en posant $Y' = Y'_0 - V$. On voit que Y'_0 augmente avec v, alors que d'ordinaire on admet une valeur constante. Pour en déduire la forme des caractéristiques, adoptant le schéma usuel du redressement, nous considérons les électrons traversant la barrière dans les deux sens. Le courant résultant est

$$I_n = -A e^{-Y'-P} + B e^{-Y'} \tag{7}$$

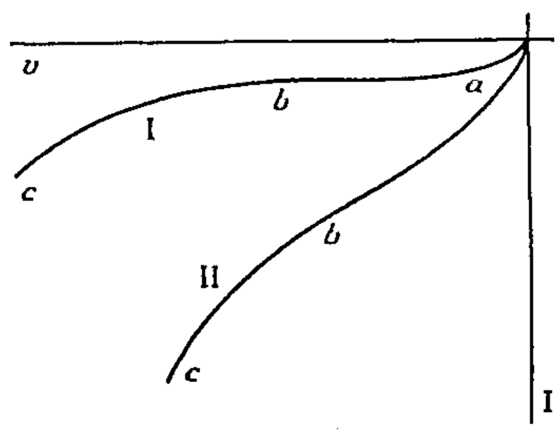
ou, avec $P = V$ et $B = A$:

$$I_n = A e^{-Y'}(1 - e^{-V}) = A e^{-Y'_0}(e^V - 1). \tag{8}$$

Le courant de trous est limité par la diffusion au-delà de la barrière et vaut

$$I_p = A'(e^V - 1). \tag{9}$$

Dès les faibles tensions inverses, le courant inverse de trous se sature, tandis que le courant d'électrons varie comme $e^{-Y'_0}$ et par suite augmente avec la tension inverse car Y'_0 diminue. L'allure de la caractéristique inverse en résulte;



si la barrière spontanée (pour $v = 0$) est très élevée, on doit appliquer des tensions inverses relativement grandes pour que le courant d'électrons devienne important, et l'on obtient une courbe du type I; pour une barrière moins élevée on a une courbe du type II. Suivant les valeurs de λ, V et C, on peut simplifier l'équation (6) sous la forme

$$\lambda^2 e^{Y'_0} = C + V, \quad \text{d'où} \quad I_n = \frac{D}{C+V}(e^V - 1) \tag{10}$$

ou la forme

$$Y'_0 = C + V, \quad \text{d'où} \quad I_n = D'(1 - e^{-V}). \tag{11}$$

Pour le sens direct on a alors

$$\frac{I_p}{I_n} = \frac{A'}{D}(C + V) \tag{12}$$

ou

$$\frac{I_p}{I_n} = \frac{A'}{D'} e^{V}. \tag{13}$$

Cette théorie ne s'applique plus pour les fortes tensions directe ou inverse : le niveau de Fermi à la surface se rapproche de l'une des bandes; la barrière tend à disparaître; enfin, dans le sens inverse, la concentration des trous à la surface diminue et φ_p ne peut plus être considéré comme constant à travers la barrière.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) W. H. Brattain et J. Bardeen, *Bell Syst. Techn. J.*, 32, 1953, p. 1.

(2) C. G. B. Garrett et W. H. Brattain, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 376.

(Institut de Physique générale de l'Université de Lyon.)

MAGNÉTISME. — *Propriétés magnétiques de* $MnAu_3$.

Note (*) de M. **André J.-P. Meyer**, transmise par M. Gabriel Foëx.

$MnAu_3$ est de composition intermédiaire entre celles des composés $MnAu_2$ et $MnAu_4$ dont nous avons déjà étudié les propriétés : métamagnétisme de $MnAu_2$ (1) et ferromagnétisme de $MnAu_4$ (2).

$MnAu_3$ (3) cristallise au-dessus de 625° C dans le réseau du cube à faces centrées de l'or; au-dessous de 625° C, $MnAu_3$ possède une autre structure non déterminée, peut-être quadratique à surstructure. Les mesures ont été effectuées sur un ellipsoïde de 8 et 4 mm d'axes, taillé dans un culot fondu dans un four à induction sous atmosphère d'argon purifié, puis homogénéisé par recuit de 20 h à 800° C.

La phase cubique de $MnAu_3$, stable à haute température, se conserve aisément par trempe et, comme la phase trempée de $MnAu_4$, elle est ferromagnétique à basses températures; son point de Curie se situe près de 120° K. Ne disposant pas encore de très basses températures nous n'avons pu préciser les propriétés de cette phase.

La phase quadratique stable à basses températures a été obtenue par recuit de 48 h à 580° suivie de trempe dans l'huile. Nous avons mesuré entre 91 et 284° K l'aimantation de $MnAu_3$ en fonction du champ jusqu'à 26 800 Oe par une méthode d'extraction modifiée; au-dessus de 284° K nous avons procédé à des mesures de susceptibilité à l'aide d'une balance à translation Foëx-Forrer. Sur le graphique de la figure 1 sont portées en fonction de la température les susceptibilités spécifiques

déduites des mesures de moment à 4 845 Oe. La courbe obtenue est caractéristique d'un antiferromagnétisme. Le point de Néel est à 145° K, température voisine de celle de 150° K à laquelle on a relevé une forte variation de pente de la résistivité (4). La susceptibilité spécifique χ_0 indépendante

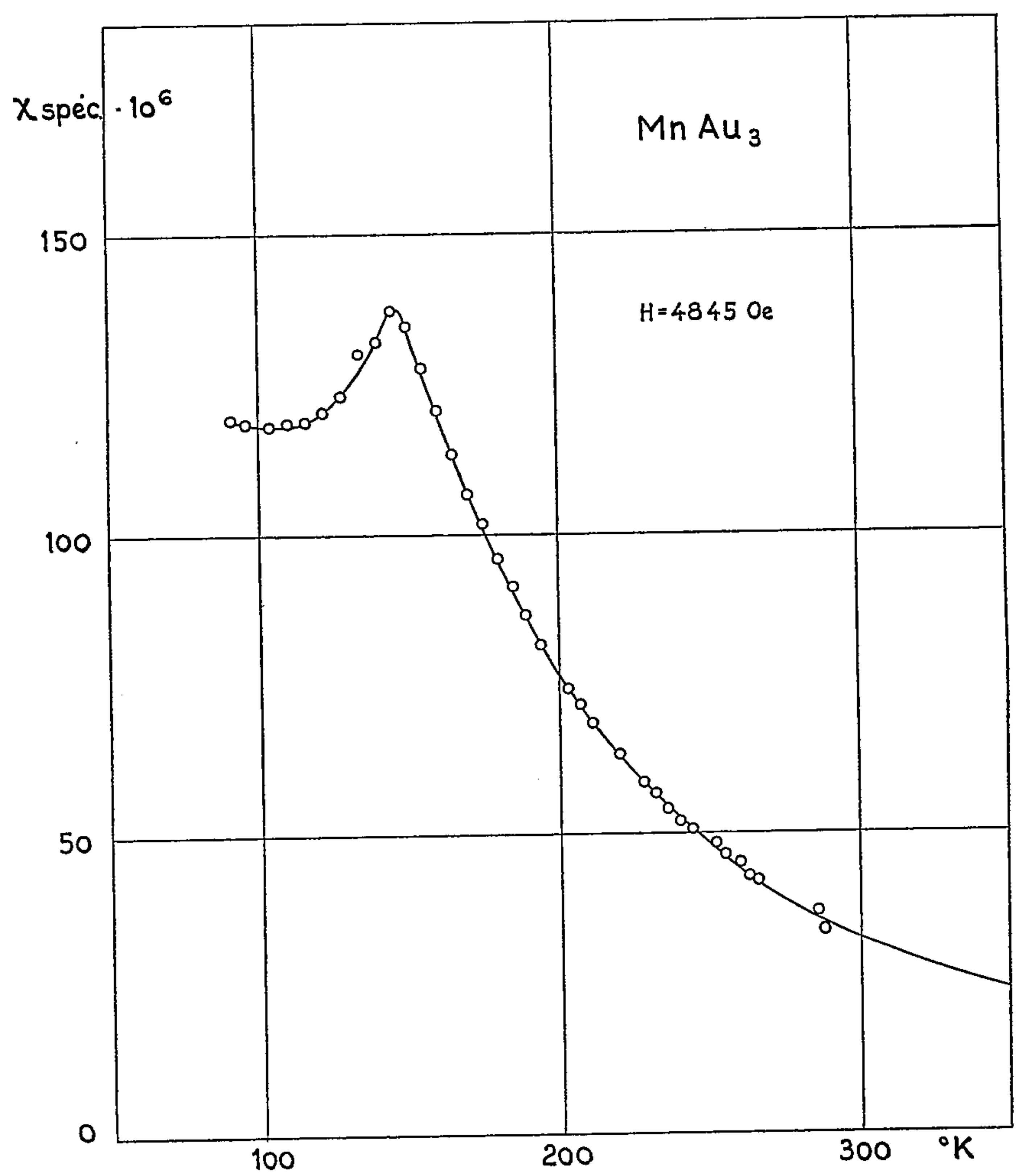


Fig. 1.

de la température est de 118.10^{-6}, valeur élevée mais bien inférieure à celle de 376.10^{-6} observée sur $MnAu_2$. Sur le graphique de la figure 2 on lira la variation de l'aimantation en fonction du champ pour différentes températures caractéristiques; ce graphique montre que χ est indépendant du champ à 91° K et pour les températures égales ou supérieures au point de Néel; par contre, pour T légèrement inférieur à 145° K, χ montre une faible dépendance de H au-dessus de 20 000 Oe.

Les mesures de susceptibilité à haute température ne sont que qualitativement en accord avec celles de Giansoldati (5). La courbe des inverses

des susceptibilités portées en fonction de T montre une discontinuité près de 900° K, température de transformation en la phase cubique. De 145° K à environ 600° K la courbe est convexe vers l'axe des T; de 600 à 900° K les points sont à peu près alignés sur une droite permettant de définir

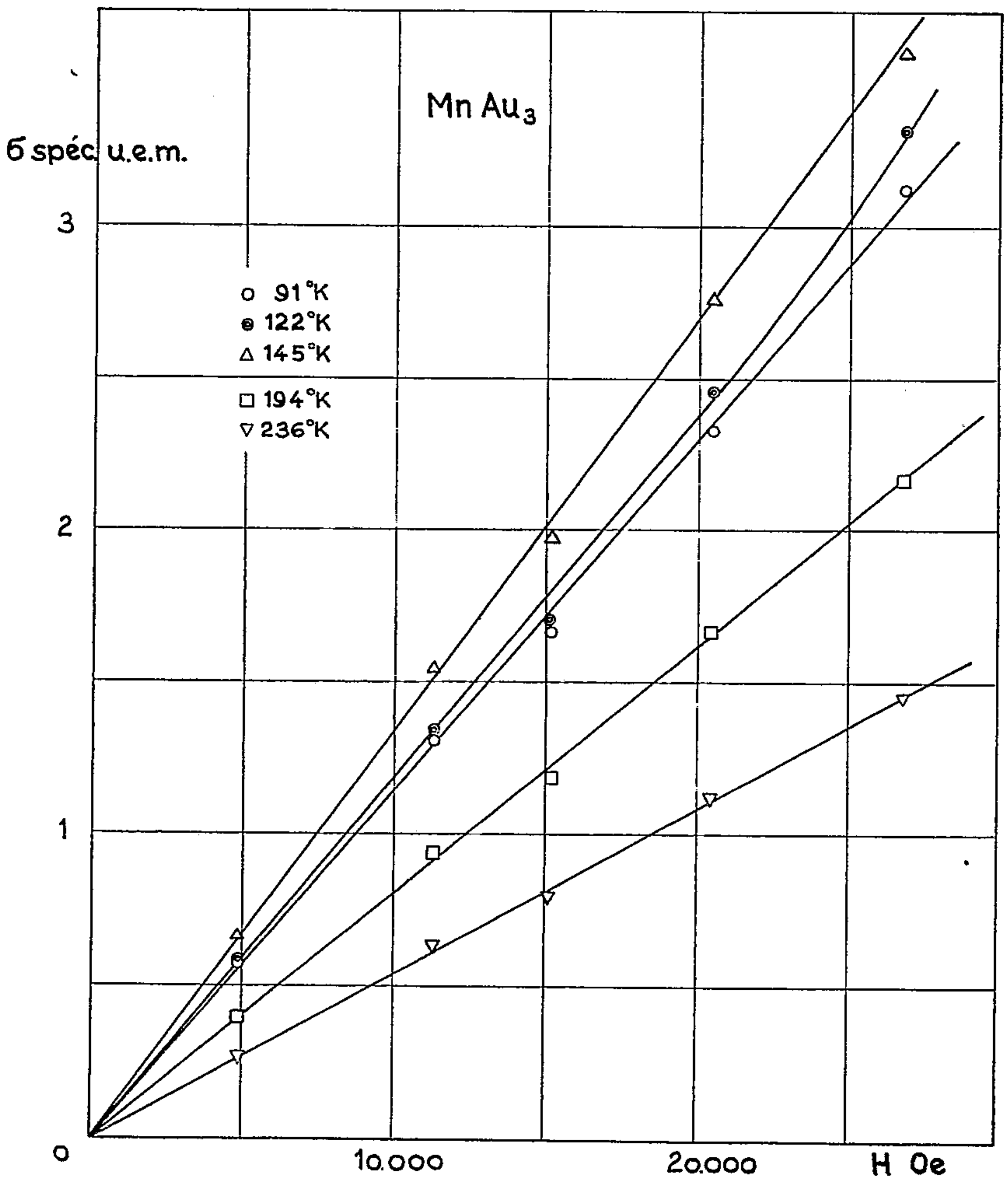


Fig. 2.

une constante de Curie spécifique $C = 3{,}62 . 10^{-3}$, $\mu_B = 4{,}33$ et $\theta = 235°$ K. Au-dessus de la température de transformation $1/\chi$ en fonction de T est linéaire avec $C = 3{,}39 . 10^{-3}$, $\mu_B = 4{,}19$ et $\theta = 193°$ K.

Par sa grande susceptibilité χ_0, son point de Curie paramagnétique positif et supérieur au point de Néel, $MnAu_3$ présente des analogies avec $MnAu_2$. Dans ce type d'antiferromagnétique [1], [6], les interactions d'échange sont représentées par deux champs moléculaires :

$$\vec{H}_A = - n'\vec{\sigma}_A - n\vec{\sigma}_B, \qquad \vec{H}_B = - n'\vec{\sigma}_B - n\vec{\sigma}_A,$$

avec $\sigma_A = \sigma_B = \sigma/2$ et $-n' \gg n > 0$ avec, en première approximation, $n = 2/3\,\chi_0$ et $n' = -(2\theta/C + n)$. Pour $MnAu_3$ on obtient, par gramme, $n = 5\,600$, $n' = -136\,000$ à comparer à $n = 1800$ et $n' = -136\,000$ pour $MnAu_2$. Un champ seuil de l'ordre de 10 000 Oe $> n\sigma/2$ suffit à surmonter l'effet des forces d'échange entre sous-réseaux de $MnAu_2$ et à faire croître rapidement χ. Pour $MnAu_3$, $n\sigma/2$ pourrait être de l'ordre de 60 000 Oe. Les mesures de σ en fonction de H jusqu'à 26 800 Oe (*fig.* 2) montrent en effet qu'à 91° K le champ seuil n'est pas atteint; par contre pour les températures voisines du point de Néel où le champ seuil doit être plus petit on observe au-dessus de 20 000 Oe une croissance légèrement plus rapide de σ (*fig.* 2, 122° K).

En résumé, $MnAu_3$ se présente comme un métamagnétique, c'est-à-dire un antiferromagnétique à faibles interactions négatives entre sous-réseaux dont le champ seuil de découplage entre sous-réseaux n'a pu être atteint expérimentalement.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) A. J.-P. Meyer et P. Taglang, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 30.
(2) A. J.-P. Meyer, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2315.
(3) E. Raub, U. Zwicker et H. Baur, *Z. Metallkunde*, 44, 1953, p. 312.
(4) A. Giansoldati et J. O. Linde, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 341.
(5) A. Giansoldati, *J. Phys. Rad.*, 16, 1955, p. 342.
(6) L. Néel, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1549.

RADIOÉLECTRICITÉ. — *Influence des chocs sur la réflexion ionosphérique.* Note (*) de M. **Paul Poincelot**, présentée par M. Pierre Lejay.

Je continue des études antérieures (1) en assimilant l'ionosphère à un milieu stratifié, dont l'indice est uniquement fonction de l'altitude z, comptée à partir de la base de la couche. Négligeant l'influence du champ magnétique terrestre, j'introduis une résistance visqueuse due aux chocs et caractérisée par l'équation

$$mx'' + rx' = \mathrm{E}e; \qquad (1)$$

je suppose que la densité électronique est proportionnelle à z, ce qui conduit, pour une onde plane sinusoïdale se propageant verticalement, aux équations

$$\frac{d^2\mathrm{E}}{dz^2} - \frac{\omega^2}{c^2}\left(\frac{\alpha z}{\omega^2 - i\beta\omega} - 1\right)\mathrm{E} = 0, \qquad (2)$$

$$\mathcal{H} = \frac{i}{\mu_0\omega}\,\frac{d\mathrm{E}}{dz}, \qquad (3)$$

avec $\beta = r/m$, en unités M.K.S.A. rationalisées.

Comme dans l'article précité ([1]), je trouve la solution générale de (2) sous la forme

$$E = \zeta^{\frac{1}{2}} \left\{ A H_{\frac{1}{3}}^{(1)}(u) + B H_{\frac{1}{3}}^{(2)}(u) \right\}, \tag{4}$$

avec

$$\zeta = \frac{\alpha z}{\omega^2 \left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)} - 1, \qquad u = e^{i\frac{\pi}{2}} \frac{2\omega^3\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}{3\alpha c} \zeta^{\frac{3}{2}}. \tag{5}$$

L'application des relations asymptotiques de Hankel montre que pour $z \to +\infty$, $|H_{1/3}^{(2)}(u)| \to \infty$; donc $B = 0$ dans (4). En outre, les transformations (28) à (34) de mon article ([1]) conduisent ici à l'expression

$$E = A \left[1 - \frac{\alpha z}{\omega^2\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}\right]^{\frac{1}{2}} \left[J_{\frac{1}{3}}(v) + J_{-\frac{1}{3}}(v)\right], \tag{6}$$

avec

$$v = \frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right) \times \left[1 - \frac{\alpha z}{\omega^2\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}\right]^{\frac{3}{2}}. \tag{7}$$

Le coefficient de réflexion ρ à la base de la couche s'écrit

$$\rho = \frac{E(0) - \mu_0 c \mathcal{H}(0)}{E(0) + \mu_0 c \mathcal{H}(0)}. \tag{8}$$

On trouve

$$E(0) = A\left[J_{\frac{1}{3}}(w) + J_{-\frac{1}{3}}(w)\right], \tag{9}$$

$$i\omega\mu_0 \mathcal{H}(0) = A\,\frac{1}{2}\,\frac{\alpha}{\omega^2\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}\left[J_{\frac{1}{3}}(w) + J_{-\frac{1}{3}}(w)\right] + A\,\frac{\omega}{c}\left[J'_{\frac{1}{3}}(w) + J'_{-\frac{1}{3}}(w)\right], \tag{10}$$

avec

$$w = \frac{2\omega^3}{3\alpha c}\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right). \tag{11}$$

En utilisant les relations de récurrence des fonctions de Bessel, je trouve

$$\rho = \frac{\left[1 + i\frac{\alpha c}{\omega^3\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}\right] J_{\frac{1}{3}} + J_{-\frac{1}{3}} - i\left(J_{\frac{2}{3}} + J_{\frac{4}{3}}\right)}{\left[1 - i\frac{\alpha c}{\omega^3\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}\right] J_{\frac{1}{3}} + J_{-\frac{1}{3}} + i\left(J_{\frac{2}{3}} + J_{\frac{4}{3}}\right)}, \tag{12}$$

Les fonctions de Bessel ayant l'argument w défini par (11). A partir des données numériques communiquées par M. Dimitri Lépéchinsky, justifiant l'application de la valeur asymptotique des fonctions de Bessel, je trouve

l'expression de ρ :

$$\rho = i e^{-i\frac{4\omega^3}{3\alpha c}} e^{-\frac{4}{3}\frac{\beta\omega^2}{\alpha c}}, \qquad |\rho| = e^{-\frac{4}{3}\frac{\beta\omega^2}{\alpha c}}. \tag{13}$$

Le déphasage n'est pas modifié par les chocs; on montre que la durée de propagation reste sensiblement la même, tandis que l'amplitude de l'onde réfléchie est réduite dans le rapport $e^{-(4\beta\omega^2/3\alpha c)}$.

Posons

$$\alpha h_0 = \omega_0^2, \tag{14}$$

h_0 étant une altitude quelconque. Nous trouvons un affaiblissement :

$$\frac{8\pi}{3}\frac{h_0}{\lambda}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{\beta}{\omega}\text{ Népers} = \frac{8\pi}{3}\frac{h_0}{\lambda}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{\beta}{\omega} \times 8{,}68\text{ décibels.} \tag{15}$$

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Annales des Télécommunications*, 11, n° 4, avril 1956, p. 70-80; *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 186, 290, 649 et 1272.

DÉCHARGE DANS LES GAZ. — *Étude des ondes de choc dans les lampes à éclairs.* Note (*) de M. **Michel Cloupeau**, présentée par M. Francis Perrin.

La méthode utilisée pour l'étude spectroscopique au miroir tournant des décharges condensées dans les gaz a été décrite précédemment (1); il a été montré que: 1° l'intensité de la lumière émise par un petit élément de volume d'un tube à éclair peut présenter au cours de l'éclair une série de maxima dont certains se produisent après la fin de la décharge électrique; 2° la position dans le temps des maxima est pratiquement indépendante de la longueur d'onde du rayonnement considéré. Il résulte de cette dernière observation que pour étudier la cause de ces maxima on peut utiliser l'ensemble du rayonnement, et obtenir ainsi, sur un seul cliché, l'évolution de l'émission d'une tranche fine, transversale ou longitudinale du tube à décharges (*fig.* 1) : l'image du tube T est formée au moyen de l'objectif O dans le plan de la fente horizontale F dont l'image, formée sur la plaque photographique P par le miroir tournant concave M, se déplace verticalement sur P pendant l'éclair.

Les clichés 2, 3, 5, 6 se rapportent tous au tube de la figure 4 rempli de xénon sous une pression de 10 mm de Hg; caractéristiques du circuit de décharge : C = 0,5 μF; V = 4 000 V; durée de la décharge rendue apériodique par une résistance de 0,55 Ω en série avec le tube : 3,5 μs; intensité de pointe : 1080 A.

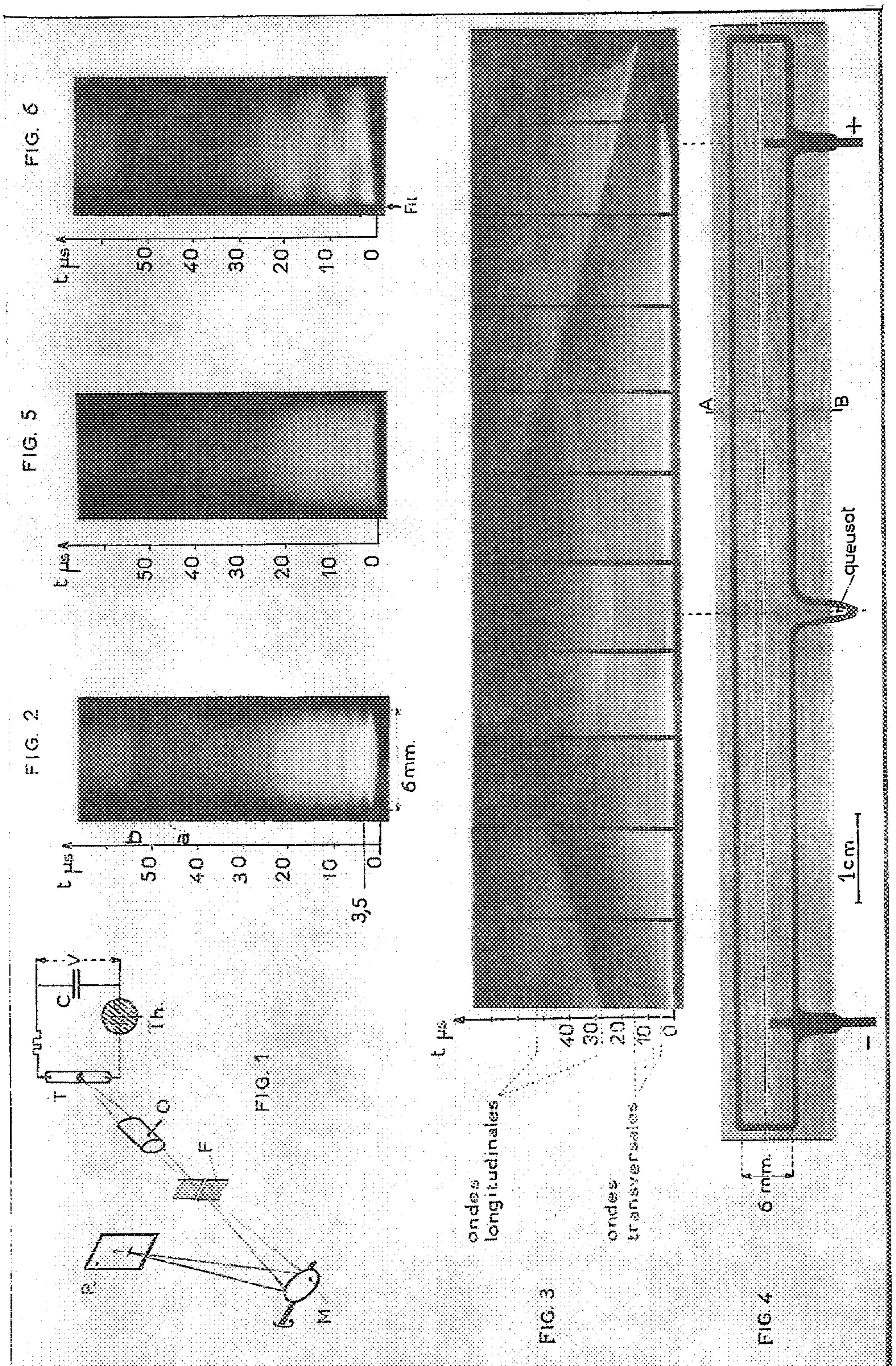
La figure 2 représente l'évolution dans le temps de l'émission lumineuse de la section droite AB du tube, lorsque celui-ci, avant la décharge condensée, fonctionne en régime luminescent sous une intensité de 1,2 mA (1).

Pour interpréter qualitativement un tel enregistrement, il n'est pas nécessaire de tenir compte du fait que l'épaisseur de gaz participant à l'éclairement de chaque point de la fente F décroît du centre aux bords de l'image ([2]) : il apparaît sur la figure 2 que l'onde de choc produite par l'expansion du canal de la décharge se réfléchit sur les parois du tube, revient vers le centre d'où elle repart vers les parois et ainsi de suite. Dans certains cas, on peut observer au début de l'éclair que le front de l'onde de choc précède le front d'expansion du gaz ionisé ([3]).

En plus de ces ondes transversales cylindriques, on observe sur la figure 2, en *a* et *b*, des maxima de luminosité qui sont dus à la réexcitation du gaz au passage d'ondes longitudinales dont le sens de propagation et l'origine sont mis en évidence en étudiant l'évolution de l'émission lumineuse le long du tube à décharges. Pour cela, l'axe du tube est placé parallèlement à la fente F (de la figure 1). La figure 3 a été obtenue en juxtaposant une série de photographies prises dans ces conditions et correspondant chacune à des segments adjacents du tube, de 1 cm de longueur. Outre les ondes de choc réfléchies aux deux extrémités du tube, on voit également que le queusot est l'origine de plusieurs ondes se propageant vers les électrodes; la plus lumineuse correspond à celle qui est réfléchie sur l'extrémité fermée du queusot.

Ces effets lumineux des ondes de choc expliquent certains résultats antérieurs, en particulier la « structure fine » des éclairs observés par M. M. Laporte en 1937, pour des mélanges A-Hg et Ne-A ([4]). Ils peuvent cependant passer inaperçus dans d'autres conditions expérimentales, car les variations de l'émission lumineuse qu'on observe au cours d'un éclair dépendent essentiellement de la position et de la grandeur de l'élément de volume du tube qui participe à l'éclairement. En particulier, si pour étudier l'évolution du spectre au cours d'un éclair par la méthode oscillographique, le tube à décharges est placé à une distance suffisante de la fente d'entrée du monochromateur pour que la quasi-totalité du tube participe à l'éclairement de la cellule photoélectrique, on n'observe à chaque instant qu'une valeur « moyenne » de l'émission lumineuse relative à tous les éléments de volume du tube, et la post-luminescence paraît décroître régulièrement. En conclusion, les données spectroscopiques ainsi recueillies ne peuvent fournir que des valeurs instantanées de la densité ionique et de la température, plus faibles que les valeurs réellement atteintes localement; d'autre part, le coefficient de recombinaison apparent pendant la post-luminescence a une valeur faible, sans signification réelle du fait qu'après la fin de la décharge électrique l'énergie cinétique des ondes de choc se dissipe peu à peu dans le gaz en ionisant les atomes.

Il faut en outre remarquer que pour un même tube, l'importance des ondes de choc initiées par la décharge condensée peut varier avec le mode


FIG. 1
P
M
F
O
T
C
V
Th.
FIG. 2
t μs
50
40
30
20
10
0
3,5
6 mm.
FIG. 5
FIG. 6
Fil
FIG. 3
ondes longitudinales
ondes transversales
FIG. 4
A
B
queusot
1 cm
6 mm.
+
−

d'amorçage : la figure 5 correspond à un enregistrement pris dans les mêmes conditions que pour la figure 2, mais sans faire fonctionner le tube en régime luminescent avant l'éclair. On voit que les ondes transversales ont presque entièrement disparu, le canal initial de la décharge n'étant plus filiforme. Si l'on place un fil métallique le long de la paroi extérieure du tube, le canal passe, au début de l'éclair, au voisinage du fil (*fig.* 6) et l'on observe à nouveau de fortes ondes de choc.

A ces différents aspects des débuts de décharges (canal filiforme ou diffus) correspondent des valeurs différentes de l'énergie rayonnée par le tube à éclairs.

(*) Séance du 1er avril 1957.
(1) M. CLOUPEAU, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 744.
(2) H. J. VAN DEN BOLD et J. A. SMIT, *Physica*, 12, 1946, p. 475.
(3) Communication de l'auteur au Congrès de Leipzig, octobre 1956 (sous presse).
(4) M. LAPORTE et R. PIERREJEAN, *J. Phys. Rad.*, 8, 1937, p. 232.

OPTIQUE ATOMIQUE. — *Réflexion sélective des radiations de résonance sur la vapeur de cadmium.* Note de Mme **MARTHE SPITZER**, présentée par M. Francis Perrin.

On donne pour la raie de résonance 2 288 Å du cadmium, les valeurs relatives du pouvoir réflecteur d'une surface silice fondue-vapeur saturante de cadmium en fonction de la pression de la vapeur de cadmium, dans un domaine de pressions allant jusqu'à trois atmosphères. On montre aussi pour l'autre raie de résonance 3 261 Å l'existence du phénomène de réflexion sélective, mais celui-ci est plus faible dans les mêmes conditions.

Dans une publication antérieure (1) nous avons montré qu'on pouvait retrouver avec la vapeur de cadmium et la raie de résonance 2 288 Å, le phénomène décrit par R. W. Wood (2) sur la vapeur de mercure et la raie de résonance 2 537 Å sous le nom de réflexion sélective. Il consiste en une exaltation du pouvoir réflecteur d'une surface quartz fondu-vapeur métallique pour la raie en question par rapport aux autres raies, quand la pression de la vapeur du métal est assez élevée. Ce phénomène est tout à fait distinct du phénomène de résonance et ne se produit qu'à des pressions bien au-delà de celles pour lesquelles le phénomène de résonance ne se produit déjà plus. Or le cadmium possède dans la région accessible expérimentalement deux raies de résonance : la raie 2 288 Å, raie correspondant à un passage singulet-singulet et la raie 3 261 Å, raie correspondant au passage triplet-singulet, l'homologue exact de la raie 2 537 Å du mercure. Il était intéressant d'observer la réflexion sélective aussi sur la raie 3 261 Å ainsi que de donner des précisions

quantitatives sur les variations du pouvoir réflecteur avec la pression de la vapeur.

Nous avons dû pour cela apporter de nombreux perfectionnements de détail au montage utilisé dans les premières recherches. Nous étions gênés en particulier par la lumière provenant des fours qui venait tomber sur les régions de la plaque où se formaient les plages de la raie 3 261 Å et des raies voisines servant de comparaison. Par l'emploi de diaphragmes convenables dans le four au devant de la face prismatique du tube contenant le cadmium et surtout devant la lentille collimatrice du système de prise de vue spectrophotographique, nous avons pu réduire, jusqu'à la rendre négligeable, la lumière des fours mêlée à la lumière réfléchie. D'un autre côté nous sommes restés gênés par la modification de la silice fondue à la température où elle était maintenue pendant les expériences (950° environ), cette température devant rester supérieure à celle de la partie froide du tube contrôlant la pression de la vapeur du cadmium. De ce fait nous n'avons guère pu utiliser des pressions de vapeur supérieures à 2 atm.

L'étalonnage quantitatif des plages a été fait par une méthode donnée par P. Soleillet [3] et qui consiste à faire sur la même plaque des spectres à l'aide d'un petit spectrographe auxiliaire à fente large dont l'ouverture des faisceaux dans le collimateur est réglée par deux diaphragmes placés dans des plans différents de façon que l'angle solide utile du faisceau provenant d'un point de la fente dépende de ce point suivant une loi géométrique connue.

Nous noterons par ρ_0 le pouvoir réflecteur, en incidence normale, de la surface quartz fondu-vide (le quartz étant maintenu dans toutes les expériences à une température voisine de 950°) et par ρ le pouvoir réflecteur de la surface quartz fondu-vapeur de cadmium à diverses températures t de la paroi froide du tube contenant le cadmium, p étant la pression, en millimètres de mercure, de la vapeur de cadmium correspondant à cette température t.

Nous avons obtenu pour la raie 2 288 Å les résultats suivants :

t.	p.	$\log\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)$.
550	37	0
595	80	0,07
645	160	0,16
693	315	0,28
742	600	0,41
790	1 000	0,49
839	1 500	0,52
887	2 350	0,53

Si l'on calcule ρ_0 en se servant de la formule $\rho=(n-1)^2/(n+1)^2$ et

utilisant la valeur $n = 1,51$ corrigée de l'effet de température par rapport à la valeur à la température ordinaire, on obtient la valeur $\rho_0 = 0,041$. Pour les plus grandes valeurs de t atteintes, et par suite pour les plus grandes valeurs de ρ/ρ_0, cela correspond à la valeur $\rho = 0,14$. Cette valeur est encore bien éloignée de celle correspondant à une réflexion métallique et pourtant l'allure de la courbe de log (ρ/ρ_0) en fonction de t fait penser à l'approche d'une saturation. Cela indiquerait que si une fraction des radiations constituant la structure hyperfine de la raie 2 288 Å émise par la lampe subit effectivement une réflexion métallique, il ne peut s'agir que d'une fraction peu importante de l'ensemble de ces radiations.

Pour la raie 3 261 Å, en nous servant de moyennes provenant d'un grand nombre de clichés, nous arrivons aux résultats suivants : la courbe de log (ρ/ρ_0) en fonction de t ne quitte le zéro qu'à partir de 700° et atteint à peine 0,11 pour 840°. Cela permet d'affirmer toutefois la réalité du phénomène de réflexion sélective pour la raie 3 261 Å. Il faut pourtant remarquer que le montage de séparation spectrale ne permet pas la séparation de la raie 3 261 Å de la raie voisine, 3 252 Å, d'ailleurs plus faible, qui ne subit probablement pas la réflexion sélective. La valeur de (ρ/ρ_0) ne peut qu'en être diminuée.

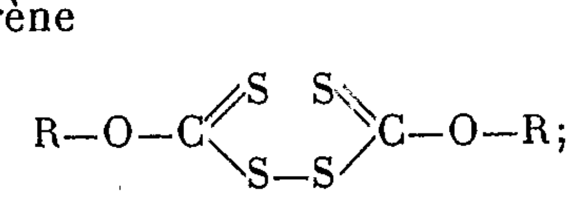
En résumé, on peut conclure en l'existence de la réflexion sélective pour les raies de résonance 2 288 Å et 3 261 Å, le phénomène se présentant à pression égale avec une intensité plus grande pour la première que pour la seconde.

(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 631.
(2) *Phil. Mag.*, 18, 1909, p. 187; 23, 1912, p. 689.
(3) *J. Phys. Rad.*, 2, 1941, p. 109.

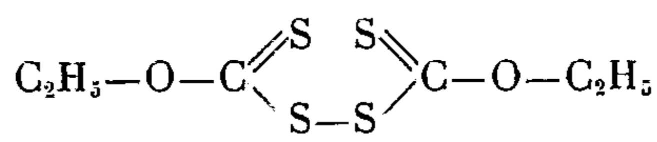
PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Contribution à la configuration moléculaire de dixanthogènes par spectrométrie infrarouge*. Note (*) de M. **René Felumb**, présentée par M. Louis Hackspill.

La molécule de dixanthogène peut posséder des forces de valence uniformément distribuées entre les quatre atomes de soufre, ou deux atomes de soufre reliés par des liaisons simples et deux autres avec des doubles liaisons. Par spectrométrie infrarouge, nous montrons que le groupement $>C=S$ absorbe dans la région de 1 210-1230 cm^{-1} et, par suite, il existe une différence réelle entre les atomes de soufre.

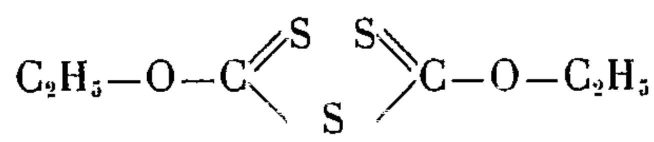
Dans un récent article (1), nous avons traité la question de la configuration de la molécule de dixanthogène



pour savoir, si les quatre atomes de soufre sont vraiment liés de deux manières différentes ou d'une manière quelconque avec des forces de valence distribuées uniformément entre eux. Nous comparions les spectres du disulfure d'éthylxanthogène « dixanthogène »

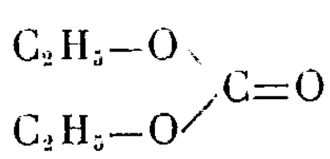


et du monosulfure d'éthylxanthogène

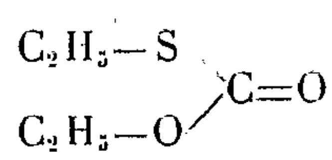


dans la région 1 à 35 μ, en y joignant les résultats et les théories de divers auteurs sur des problèmes semblables. Nous avons conclu, que les données infrarouges antérieures n'apparaissent pas directement applicables à ce problème. Elles ne sont traitées que rarement et avec des résultats confus, donnant lieu à des interprétations disparates.

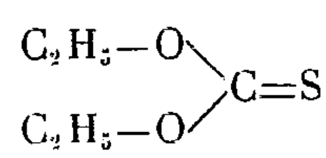
Nous venons de reprendre ce problème avec les produits suivants de comparaison :



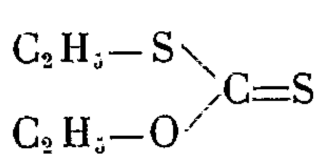
(I) Carbonate d'éthyle.



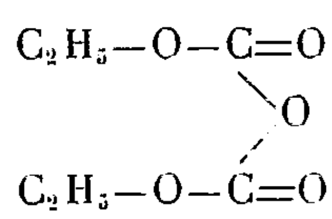
(II) Thiolcarbonate d'éthyle.



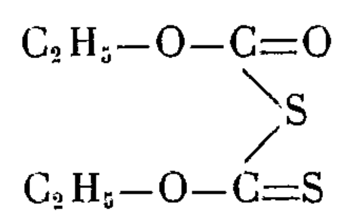
(III) Thioncarbonate d'éthyle.



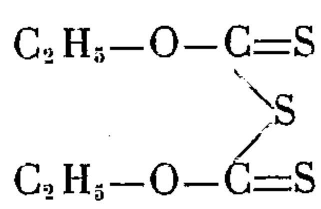
(IV) Xanthogénate d'éthyle.



(V) Pyrocarbonate d'éthyle.

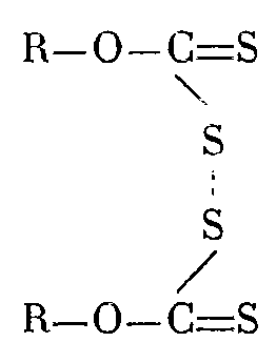


(VI) « Dithio » pyrocarbonate d'éthyle.



(VII) Monosulfure d'éthylxanthogène.

(VIII) $R{=}CH_3$
(IX) $R{=}C_2H_5$
(X) $R{=}C_3H_7$



Disulfure de { méthyle (VIII), éthyle (IX), *n*-propyle (X) } xanthogène.
(Dixanthogènes).

Ces composés, [sauf (I)] ont été préparés par nous dans le Laboratoire de l'École Supérieure Royale de Pharmacie du Danemark et ce travail sera publié prochainement.

L'examen des spectres infrarouges des composés I-IV montre qu'une absorption assez forte dans la région 1210-1230 cm^{-1} se trouve seulement pour III et IV mais pas pour I et II.

Si l'on attribue cette absorption à la présence du groupement $>C=S$ des thioesters et si l'on calcule la relation entre cette absorption et celle, bien connue, du groupement $>C=O$ en esters (1730 cm^{-1} pour le carbonate d'éthyle), on trouve que le rapport des fréquences est très proche de $\sqrt{2}$ ($1730/\sqrt{2}=1225$) correspondant au rapport entre les poids atomiques de l'oxygène et du soufre, (presque 2) en supposant, bien entendu, que les constantes de force restent identiques dant les deux cas.

Les planches de Colthup [2] indiquent que le groupement $>C=S$ absorbe entre 1300 et 1400 cm^{-1} et, dans le traité de Bellamy [3], on ne rencontre qu'une indication incertaine, mais pas d'autres valeurs.

Très récemment, Mecke Jr. et Mecke Sen. [4] ont trouvé que le groupement $>C=S$ absorbe vers 1100 cm^{-1} dans les thiolactames : c'est le seul travail où l'on exprime des réserves importantes sur les conclusions de travaux antérieurs.

Dans les spectres infrarouges des composés V à X, on retrouve dans tous les cas, sauf V, la forte absorption entre 1210 et 1230 cm^{-1}.

La correspondance entre les spectres V et VII est tout à fait remarquable. Dans le spectre de V, nous avons une bande double avec des maximums à 1750 et 1805 cm^{-1} ($>C=O$) et dans le spectre de VII nous retrouvons une bande double pareille, avec les maximums à 1230 et 1270 cm^{-1}. ($1750/\sqrt{2}=1238$; $1805/\sqrt{2}=1275$).

La même bande double apparaît en même position dans les spectres des trois dixanthogènes examinés (VIII, IX et X) comme dans VII, en harmonie avec les résultats concernant des molécules moins compliquées (I-IV) et, avec les calculs précédents, il est ainsi prouvé que des groupements $>C=S$ se trouvent réellement dans les dixanthogènes, et, en conséquence, que *l'idée d'une équivalence quelconque entre les quatre atomes de soufre n'est pas valable.*

Il faut signaler, que l'attribution de la région 1210-1230 cm^{-1} pour le groupement $>C=S$ semble exacte aussi pour d'autres composés comprenant ce groupement. Une vingtaine de spectres non publiés obtenus au Laboratoire de Recherches Physiques à la Sorbonne avec des dithiocarbamates, des sulfures et disulfures de dithiocarbamates, montrent une absorption puissante dans cette région.

En ce qui concerne l'absorption caractéristique du groupement $\rangle$C—S, les composés I-X ont été examinés dans la région 1-15 μ, et les composés I-VII et IX dans la région 15-35 μ. Il est cependant impossible d'attribuer une absorption caractéristique à ce groupement. Au contraire, les données antérieures, qui indiquent la région de 600-700 cm^{-1} (5), (6), (7), (8), ne conviennent pas pour les cas examinés ici.

Nous nous proposons d'étudier une série plus importante de composés contenant le groupement $\rangle$C—S ou le groupement S—S pour obtenir un matériel expérimental plus complet.

En résumé, le groupement $\rangle$C=S absorbe dans l'infrarouge, entre 1 210 et 1 230 cm^{-1} dans les thioesters et probablement aussi avec d'autres composés. L'absorption du groupement C—S reste encore incertaine. La différence entre les quatre atomes de soufre, indiquée par la formule chimique est réelle, et l'idée d'une équivalence quelconque entre eux ne se montre pas valable.

(*) Séance du 25 mars 1957.
(1) Hommage au Doyen René Fabre, p. 153-159 + pl., Paris, 1956.
(2) *J. Opt. Soc. Amer.*, 40, 1950, p. 397.
(3) *The Infrared Spectra of Complex Molecules* (London 1954).
(4) *Chem. Ber.*, 89, 1956, p. 343-351.
(5) Sheppard, *Trans. Farad. Soc.*, 46, 1950, p. 429.
(6) Cymerman et Willis, *J. Chem. Soc.*, 1951, p. 1332.
(7) Colthup, *loc. cit.*
(8) Randall, Fowler, Fuson et Dangl, *Infrared Determination of Organic Structures*, New York, 1949.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Détermination des transitions γ dans la réaction* $^{24}Mg(d, p)\,^{25}Mg^*(\gamma)\,^{25}Mg$. Note (*) de MM. **Serge Gorodetzky**, **Marcel Port**, **Théo Muller** et **Georges Bergdolt**, présentée par M. Louis de Broglie.

Différents auteurs ont étudié les transitions γ du noyau ^{25}Mg avec des conclusions parfois divergentes (2), (3), (4), (5), (6), (7).

En utilisant une cible de MgO contenant le mélange naturel des différents isotopes du magnésium nous avons repris l'étude des transitions γ des quatre premiers niveaux excités de ^{25}Mg par la réaction $^{24}Mg(d, p)$ (1).

La réaction $^{24}Mg(d, p)\,^{25}Mg$ nous permet aussi d'atteindre les niveaux d'une énergie supérieure à 1,61 MeV qui ne peuvent pas être étudiés par la radioactivité de ^{25}Na.

Les niveaux d'énergie du ^{25}Mg, ^{26}Mg et ^{27}Mg sont connus par le travail de Endt et autres (8), (9).

Les bilans d'énergie des réactions ^{24}Mg, ^{25}Mg et $^{26}Mg(d, p)$ montrent que les groupes de protons sont enchevêtrés. Cet état de choses rend plus difficile l'étude de la réaction particulière conduisant au ^{25}Mg.

Nous avons discriminé entre les différents groupes de protons au moyen d'absorbants. En utilisant des absorbants de différentes épaisseurs entre la cible et le détecteur des protons et en utilisant d'abord les absorbants les plus épais, nous ne laissons passer que les groupes de protons conduisant aux niveaux les plus bas de ^{25}Mg et donnant lieu à des cascades de rayons γ simples. Nous passons ensuite à des niveaux plus élevés pouvant donner lieu à des transitions plus compliquées. Pour atteindre ce but nous avons procédé comme suit :

Connaissant l'énergie des différents groupes de protons on peut calculer l'absorbant nécessaire pour arrêter complètement les protons. On connaît donc pour chaque absorbant intercalé entre la cible et le détecteur quels sont les groupes de protons que l'on a supprimés. Parmi les groupes qui restent, seuls ceux qui ont une énergie résiduelle suffisante pour donner une impulsion assez grande à la sortie du photomultiplicateur peuvent être comptés en coïncidence. Cette énergie minimum nécessaire au déclenchement du circuit à coïncidence dépend du gain du photomultiplicateur et de tous les circuits associés.

Pour cette expérience l'énergie minimum nécessaire aux protons était de 2 MeV environ. Nous avons utilisé des absorbants en aluminium dont nous pouvions changer les épaisseurs entre 1,57 et 56 mg/cm² par bonds de 1,5 mg/cm² environ.

Le premier absorbant utilisé était de 46,2 mg/cm² et permettait de détecter le groupe de protons allant au premier niveau excité à 0,58 MeV du ^{25}Mg ainsi que les groupes de protons allant jusqu'au niveau à 4,35 MeV du ^{26}Mg de la réaction $^{25}Mg(d, p)\,^{26}Mg$ due à l'isotope ^{25}Mg. D'après le travail de Endt (8), (9) on sait que l'intensité de chacun de ces groupes est environ 10 fois inférieure à celle du groupe de protons conduisant au premier niveau excité de ^{25}Mg. Ceci montre qu'avec cet absorbant on détecte principalement le rayon γ de 600 ± 30 keV qui est dû au ^{25}Mg.

En réduisant successivement l'épaisseur des absorbants, nous avons détecté en plus du rayon γ de 0,600 MeV un rayon γ de 0,370 MeV ± 30 keV et un autre de 1,01 MeV ± 30 keV. Ces rayons γ ne peuvent être attribués qu'au ^{25}Mg. Un rayon γ de 0,99 MeV existe dans la réaction $^{26}Mg(d, p)\,^{27}Mg$, mais le bilan d'énergie plus faible de cette réaction fait que ce rayon γ ne peut pas apparaître ici.

En réduisant toujours l'épaisseur des absorbants, nous obtenons des rayons γ de 1,64 MeV ± 30 keV. Ce rayon γ a une intensité plus faible que celle des autres transitions. Ceci s'explique par le fait que le groupe de protons conduisant à ce niveau a une intensité plus faible que les autres groupes de cette réaction. Nous trouvons également des rayons γ de 1,35, 1,95 et 2,93 MeV (*fig.* 1).

Nous avons vérifié en plaçant le détecteur γ à deux distances différentes que les énergies observées n'étaient pas dues à une sommation de deux rayons γ en coïncidence dans le détecteur γ.

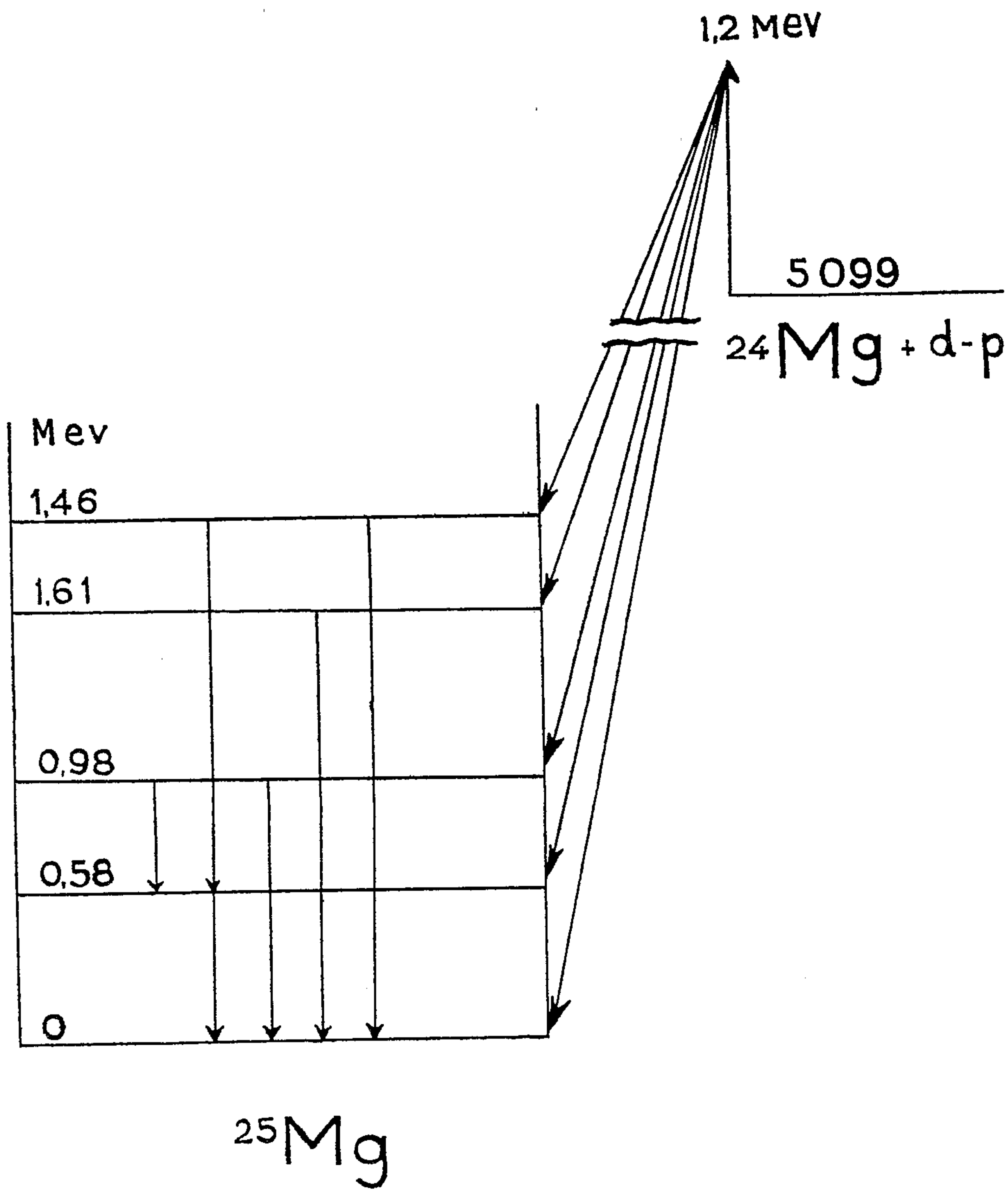


Fig. 1. — Schéma des niveaux et des transitions γ du noyau ^{25}Mg.

Un niveau d'énergie 2,97 MeV existe dans le ^{26}Mg. Cependant le rayonnement correspondant aurait dû être observé avec une intensité comparable parmi les rayons γ de 0,60 MeV du ^{25}Mg pris avec un absorbant de 46 mg/cm^2 pour les protons. Ceci n'est pas le cas. Nous attribuons donc le rayon γ au ^{25}Mg; les niveaux entre lesquels se fait la transition restant pour le moment incertains.

(*) Séance du 18 mars 1957.

(1) Travail faisant partie d'une thèse présentée par Théo Muller à Strasbourg en 1956.

(2) KINSEY et BARTHOLOMEV, *Canad. J. Phys.*, 31, 1953, p. 901.
(3) MAEDER et STAEHELIN, *Helv. Phys. Act.*, 28, 1955, p. 193.
(4) GOVE, LITHERLAND, PAUL et BARTHOLOMEV, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 1649.
(5) GOVE, LITHERLAND, PAUL et BARTHOLOMEV, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, 1, n° 1, 1956, p. 29.
(6) GOVE, BARTHOLOMEV, PAUL et LITHERLAND, *Nuclear Physics*, 2, n° 2, 1956-1957, p. 132.
(7) NAHMIAS et YUASA, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 373.
(8) ENDT, HAFFNER et VAN PATTER, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 518.
(9) ENDT, ENGE, HAFFNER et BUECHNER, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 27.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *La cinétique de l'hydrochloration catalytique des oléfines.* Note (*) de MM. **PIERRE LEPRINCE** et **JEAN LIMIDO**, présentée par M. Paul Pascal.

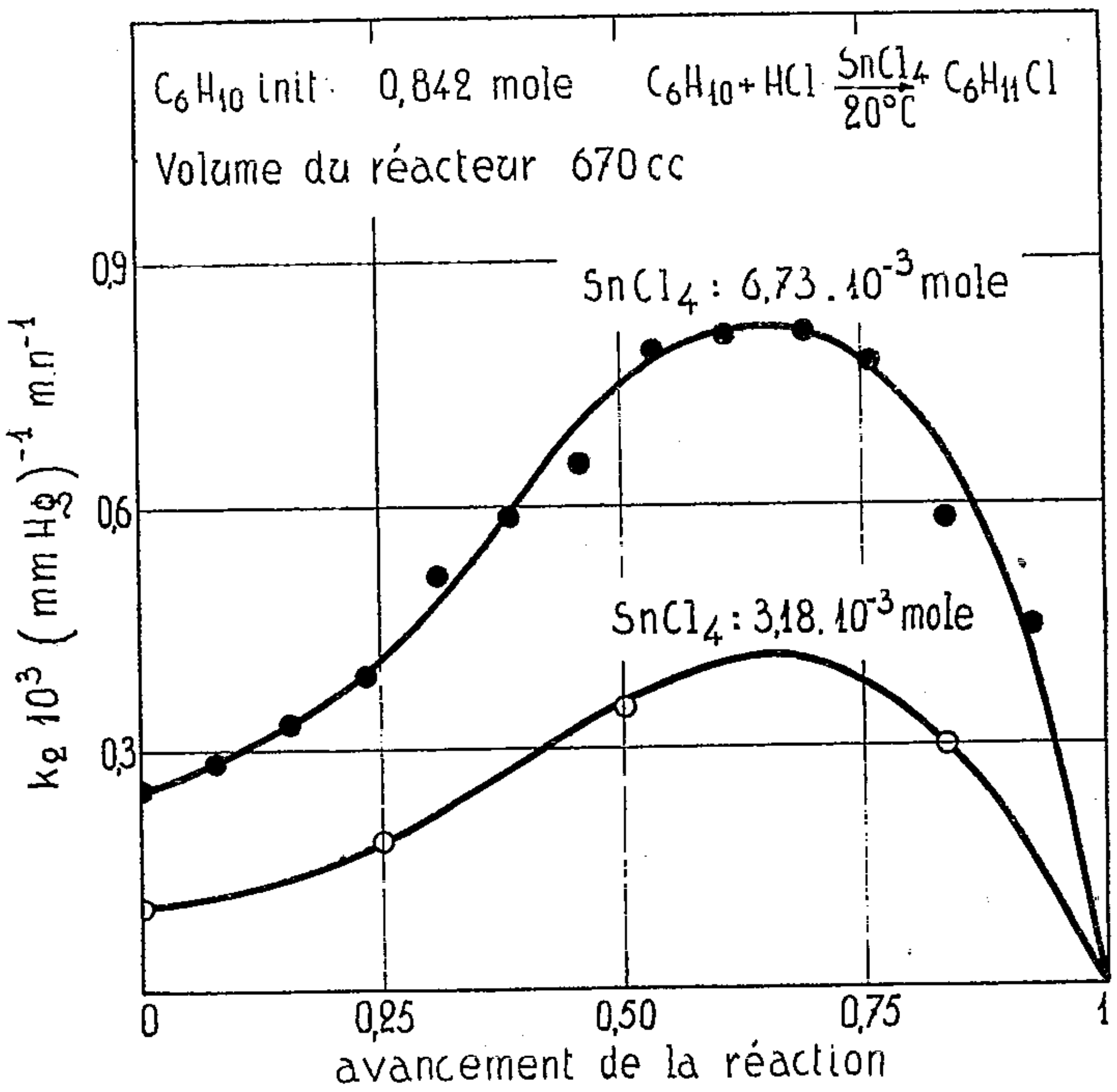
L'hydrochloration du cyclohexène liquide par l'acide chlorhydrique gazeux nécessite l'intervention d'un catalyseur; avec le chlorure stannique la réaction est d'ordre deux par rapport à la pression d'acide chlorhydrique et d'ordre un par rapport au catalyseur.

En phase liquide, les oléfines présentent envers l'acide chlorhydrique sec une réactivité très différente suivant leur structure; certaines, comme l'isobutène, donnent lieu, même à — 78° C, à une réaction spontanée, tandis que la plupart exigent l'intervention d'un catalyseur : parmi ceux-ci les chlorures stanniques et zinciques donnent lieu à la réaction la plus nette.

Dans un travail (1) qui n'a obtenu jusqu'ici aucune confirmation, on rapporte cependant que le cyclohexène donne lieu, lui aussi, à une addition spontanée avec l'acide chlorhydrique. Dans le solvant adopté, on introduit de l'acide chlorhydrique dont la quantité est déterminée différentiellement par pesée et on y ajoute le cyclohexène; la réaction est suivie en titrant l'acide chlorhydrique restant sur des prises prélevées par pipetage. La première prise révèle toujours une chute importante de la concentration en acide chlorhydrique qui n'évolue plus que lentement par la suite. Nous avons effectivement pu reproduire ces expériences; toutefois nous avons remarqué aussi que si l'on modifie quelque peu le mode opératoire, notamment si on laisse par un robinet s'écouler directement la prise dans la solution de fixation on n'observe plus la chute initiale de la concentration en acide chlorhydrique; elle paraît bien provenir des pertes pendant le transvasement.

De plus, lorsqu'on admet une atmosphère d'acide chlorhydrique sur du cyclohexène soumis à une agitation violente, on ne constate plus, après la diminution de pression brusque due à la dissolution d'une fraction du gaz, aucune modification du système. Par contre, lorsqu'on y ajoute des

catalyseurs, il se produit, conformément aux résultats généralement rapportés, une réaction rapide ([2]). On peut, en admettant l'acide chlorhydrique par charges successives, transformer totalement le cyclohexène avec un rendement quantitatif.



L'hydrochloration du cyclohexène répond à une cinétique particulièrement nette, qui paraît de nature à éclairer le mécanisme de l'action catalytique du chlorure stannique. Les résultats présentés dans le tableau I montrent que la réaction répond rigoureusement à un ordre deux par rapport à l'acide chlorhydrique; d'autre part, elle est d'ordre un par rapport au chlorure stannique (tableau II).

TABLEAU I. — *Hydrochloration du cyclohexène par le chlorure stannique.*

I*a*. — *Ordre par rapport à l'acide chlorhydrique dans le cyclohexène pur.*

C_6H_{10} : 0,842 mole; Cl_4Sn : 6,73.10^{-3} mole.
Volume du réacteur : 670 cm³; T : 20° C.

P (mm Hg)	632	480	386	323	277	343	176	57
t (mm)	0	2	4	6	8	10	16	62
$k_2.10^3$	-	0,250	0,254	0,252	0,257	0,253	0,260	0,258

I*b*. — *Ordre par rapport à l'acide chlorhydrique dans un mélange cyclohexène-monochlorocyclohexane.*

C_6H_{10} : 0,517 mole; $C_6H_{11}Cl$: 0,325 mole; Cl_4Sn : 6,73.10^{-3}.

P (mm Hg)	666	418	298	230	188	161	106	40
t (mm)	0	2	4	6	8	10	17	50
$k_2.10^3$	-	0,445	0,481	0,491	0,485	0,446	0,460	0,471

TABLEAU II. — *Ordre par rapport au catalyseur.*

$SnCl_4$ (mol/l)........	0,0791	0,0989	0,1978	0,2867	0,3956
$k_2.10^3$..............	0,255	0,340	0,610	1,06	1,28
$k_2.10^3/Cl_4Sn$ (*).....	3,22	3,44	3,08	3,70	3,24

(*) Cette valeur de la constante correspond, pour une atmosphère d'acide chlorhydrique et une concentration en chlorure stannique de 1 mole/l, à une vitesse de 0,0815 mole/mn.

Ces ordres se maintiennent jusqu'en fin de réaction. Cependant la constante de vitesse présente, au cours de la transformation du cyclohexène, un maximum qui résulte vraisemblablement de divers facteurs, notamment du changement de solubilité de l'acide chlorhydrique, de modifications des propriétés du milieu, particulièrement de ses propriétés diélectriques, et enfin de l'épuisement du réactif de base (*figure*).

Cette cinétique suggère l'intervention de l'acide chlorostannique comme forme catalytique active [3]; cependant en fin de réaction de chaque charge on ne titre plus d'acide chlorhydrique.

(*) Séance du 1er avril 1957.

[1] S. F. O'CONNOR, L. H. BALDINGER, R. R. VOGT et G. F. HENNION, *J. Amer. Chem. Soc.*, 61, 1939, p. 1454.
[2] J. J. LEENDSERTE, H. I. WATERMAN et A. C. TER POORTEN, *Rec. trav. Chim.*, 54, 1935, p. 246.
[3] P. LEPRINCE et J. C. JUNGERS, *Comptes rendus*, 25, 1956, p. 2071.

(*Institut français du Pétrole, Rueil-Malmaison, Seine et Oise.*)

POLARIMÉTRIE. — *L'action des sels des métaux alcalins sur la vitesse de mutarotation du glucose.* Note de M. **JACQUES NICOLLE** et Mme **FEIGA WEISBUCH**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans de précédentes recherches, relatives à l'action de certains sels sur la mutarotation des oses, en vue d'applications biologiques, nous avons obtenu des résultats intéressants avec ClNa, ClK, ClLi [1], [2], [3]. C'est pourquoi nous avons décidé d'entreprendre systématiquement l'étude de l'action des sels des métaux alcalins en présence de glucose en solution dans l'eau.

Pour pouvoir recouper nos informations précédentes nous avons pris des solutions moléculaires (M et 4M) et nous avons calculé les constantes suivantes :

K_1 : constante de mutarotation dans l'eau; K'_1 : constante de mutarotation dans l'eau renfermant un sel. Nous donnons dans le tableau les valeurs du rapport de K_1/K'_1.

		4 M	$\frac{K_I}{K'_I}$		M	$\frac{K_I}{K'_I}$
Cl Li.......	soit	16,98 %	1,5	soit	4,24 %	1,2
Cl Na......	»	23,40 »	2,5	»	5,85 »	1,4
Cl K.......	»	29,84 »	2,4	»	7,46 »	1,4
Cl Rb......	»	48,36 »	2,7	»	12,09 »	1,5
Cl Cs......	»	67,32 »	2,4	»	16,83 »	1,4

Nous avons ensuite, dans trois cas remplacé Cl par Br et dans un cas par NO_3 comme il est indiqué ci-dessous :

		4 M.	$\frac{K_1}{K'_1}$.		M.	$\frac{K_1}{K'_1}$.
Br Li.........	soit	34,72 %	1,3	soit	8,68 %	1,0
Br Na........	»	41,16	2,4	»	10,29	1,4
Br K.........	»	47,96	2,6	»	11,99	1,4
NO_3Na.......	»	34,00	2,0	»	8,50	1,3

Comme contre épreuve nous avons continué nos expériences avec certains alcalino-terreux :

		3 M(4).	$\frac{K_1}{K'_1}$.		2 M(4).	$\frac{K_1}{K'_1}$.		M.	$\frac{K_1}{K'_1}$.
Cl_2Mg....	soit	28,59 %	0,89	soit	19,06 %	0,88	soit	9,53 %	0,82
Cl_2Ba....		-	-		-	-	»	20,84	1,07
Br_2Mg....		-	-	soit	36,82	1,05	»	18,41	1,00
Br_2Ba....		-	-	»	59,43	1,05	»	29,72	1,00

De ce qui précède, nous pouvons donc, remarquer, que les sels utilisés, des métaux alcalins donnent pour une concentration moléculaire égale un ralentissement pratiquement du même ordre ; par contre les sels des alcalino-terreux pratiqués sont pour une même concentration moléculaire, ou sans action ou légèrement accélérateurs de la mutarotation dans nos conditions expérimentales.

(1) J. NICOLLE et Mme F. WEISBUCH, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1340.
(2) J. NICOLLE et Mme F. WEISBUCH, *Comptes rendus*, 242, 153, p. 1010.
(3) J. NICOLLE et Mme F. WEISBUCH, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 842.
(4) Des expériences n'ont pu être réalisées pour certaines proportions pour des raisons de non solubilité.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Rôle de la structure et de l'atmosphère sur la cinétique du frittage du fer carbonyle.* Note de M. **GEORGES CIZERON**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le frittage du fer en phase γ (de 910 à 1 000°C) est beaucoup plus lent qu'en phase α en raison de l'existence d'un seul mécanisme d'autodiffusion en volume et de l'absence du mécanisme d'autodiffusion intergranulaire. En outre, le rôle de l'atmosphère de frittage est précisé en comparant les vitesses de retrait observées en phase α sous hydrogène et sous vide élevé (2 à 5.10^{-6} mm Hg).

La mesure continue du retrait au cours du frittage du fer en condition isotherme nous avait montré [1] que plusieurs mécanismes concourraient à l'élimination des pores lors de traitements en phase α. Nous avions en outre constaté [2] que le fait de passer en phase γ diminuait considérablement la vitesse de retrait. Il était donc intéressant de déterminer si ce ralentissement était attribuable à des mécanismes différents de ceux suggérés par l'analyse dilatométrique en phase α.

C'est pourquoi nous avons tenté de mesurer les chaleurs d'activation du frittage par dilatométrie isotherme effectuée à diverses températures en phase γ. Nous avons utilisé la même poudre de fer ex-carbonyle très pure ($C = 0{,}005\ \%$; $N_2 = 0{,}01\ \%$; $O_2 = 0{,}10\ \%$), comprimée à froid sous 3 t/cm². En raison des faibles retraits observés en γ, nous avons employé des échantillons de 20 mm de long dont les variations de dimensions étaient amplifiées 300 ou 200 fois suivant que la durée du frittage était de 24 ou 60 h.

La figure 1 rassemble les courbes de retrait isothermes obtenues entre 910 et 1 000° C. Cette limite est imposée par le risque de voir fluer l'appareillage en silice du dilatomètre au-dessus de 1 000°. L'interprétation de ces courbes par la méthode décrite précédemment [3] conduit à *un seul type d'équation reliant le retrait* L *au temps t de frittage isotherme*, soit :

$$L - L_0 = K(t - t_0)^n, \qquad \text{avec} \quad n = \frac{2}{5},$$

L_0 et t_0 étant les coordonnées de l'origine fictive des courbes.

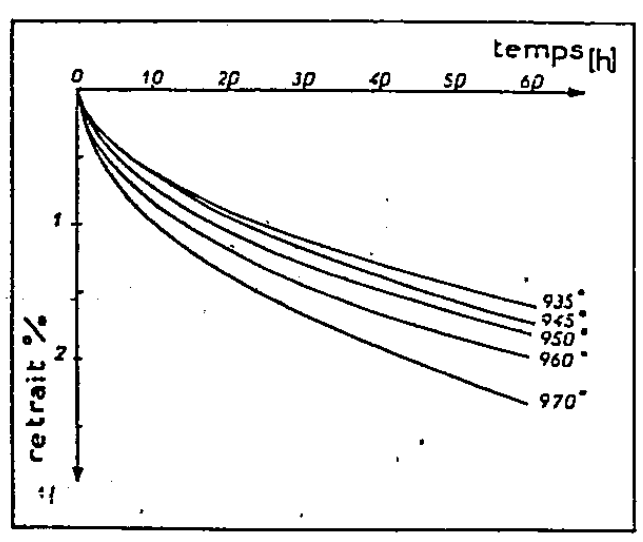


Fig. 1.

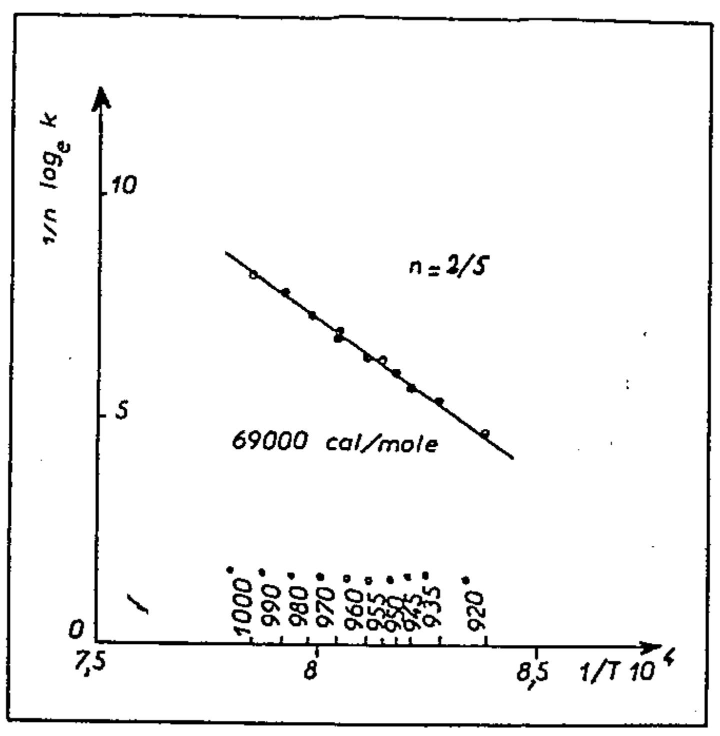


Fig. 2.

Fig. 1. — Courbes de retrait isotherme enregistrées à différentes températures du domaine γ; pression de compression 3 t/cm²; atmosphère hydrogène.

Fig. 2. — Chaleur d'activation du frittage dans le domaine γ.

Les différentes valeurs de $1/n \log_e K$ portées en fonction de $1/T$ donnent une seule droite dont la pente mesure la chaleur d'activation du méca-

nisme du frittage (*fig.* 2). Il est remarquable que cette chaleur d'activation soit égale à 69 000 cal/mole, sensiblement du même ordre de grandeur que celle trouvée pour l'un des stades du frittage isotherme en α, où nous avions conclu à un mécanisme d'autodiffusion en volume. De même, cette valeur est tout à fait comparable à celle mesurée dans le domaine γ par les radiotraceurs sur le fer massif ([4]), ([5]).

Ce résultat montre que le frittage en γ, du moins de 910 à 1000° ne met en jeu qu'un seul mécanisme : l'autodiffusion en volume. Si l'on admet, d'après les mesures directes par traceurs ([4]), ([5]), que le coefficient d'autodiffusion en volume en γ est beaucoup plus faible que celui observé en α, on s'explique le ralentissement considérable du retrait en γ. En outre, l'absence d'un mécanisme d'autodiffusion intergranulaire, comme nous l'avions observé en α, est une deuxième raison du faible retrait en γ. Ceci est confirmé par la persistance de très gros pores, observés au microscope *quelle que soit la durée du frittage en* γ.

Outre le facteur structural, une autre variable importante est la nature de l'atmosphère de frittage. Nous avons donc comparé la cinétique du frittage sous hydrogène pur, étudiée précédemment ([1]), à celle du frittage réalisé sous vide poussé. Nous avons utilisé des échantillons de 10 mm de long comprimés à froid sous 3 t/cm² et frittés en condition isotherme dans un dilatomètre Chévenard fonctionnant sous un vide de 2 à 5.10^{-6} mm Hg.

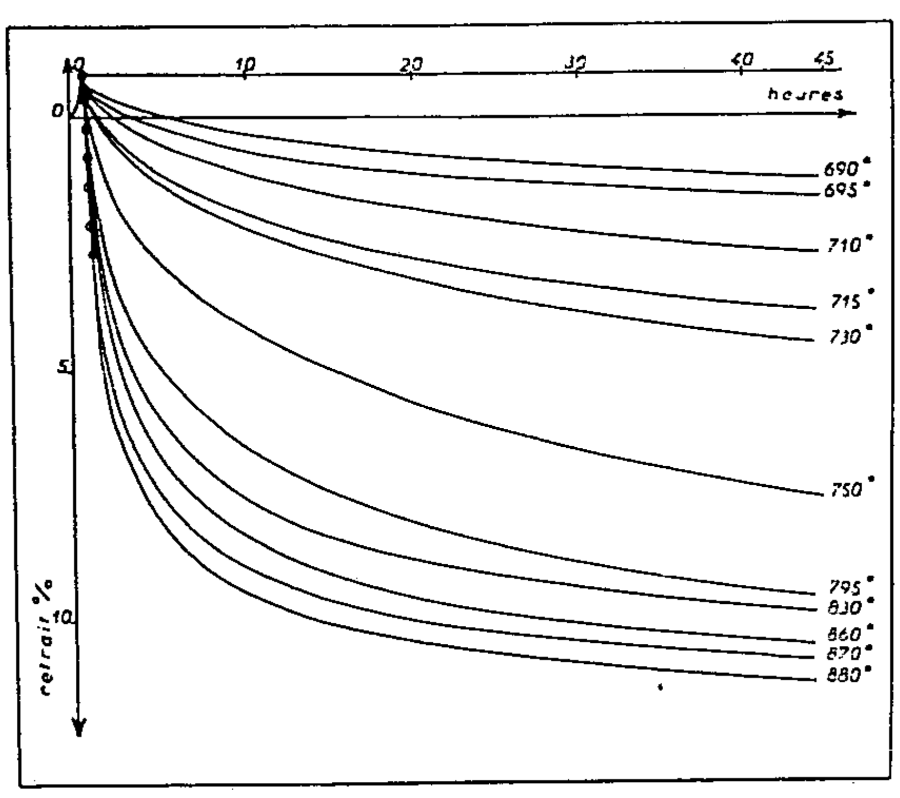


Fig. 3.

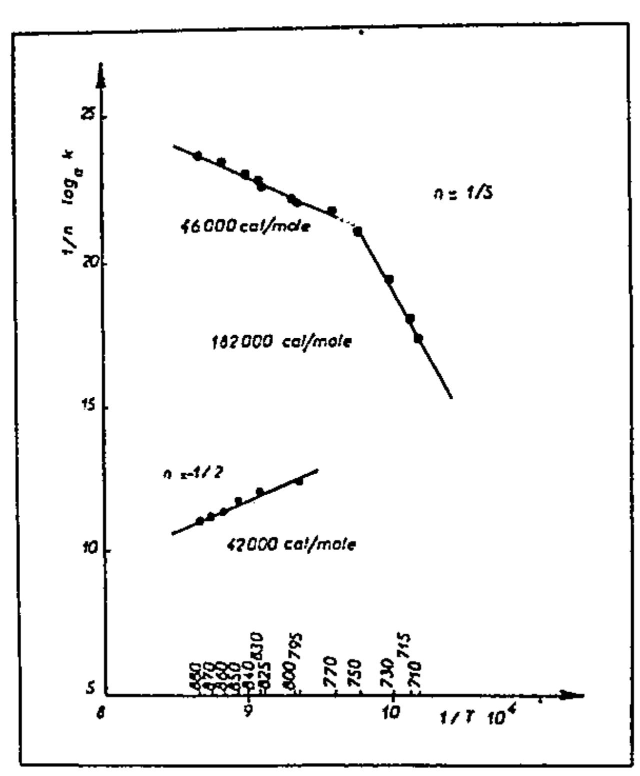


Fig. 4.

Fig. 3. — Courbes de retrait isotherme enregistrées à différentes températures du domaine α; pression de compression 3 t/cm², vide poussé.

Fig. 4. — Chaleurs d'activation correspondant aux stades définis par les lois en $n = 1/5$ et $n = -1/2$ des courbes de la figure 3.

La figure 3 rassemble les courbes de retrait obtenues pour 48 h de frittage à des températures comprises entre 700 et 880° C. On constate tout d'abord

que l'importance du retrait sous vide diminue rapidement lorsqu'on abaisse la température; il n'y a pratiquement plus de retrait en dessous de 700° C alors que sous hydrogène on peut fritter en dessous de 600° C. L'analyse des courbes de retrait donne les résultats suivants :

a. Entre 710 et 800° C, les courbes de retrait sont définies par une seule équation du type

$$L - L_0 = K(t - t_0)^n, \qquad \text{avec} \quad n = \frac{1}{5}.$$

b. entre 800 et 880° C, le début des courbes obéit à la loi précédente, et la fin des courbes est définie par une équation du type :

$$L = L_\infty - K t^{n'}, \qquad \text{avec} \quad n' = -\frac{1}{2}.$$

Le diagramme $1/n \log_e K$ en fonction de $1/T$ permet de tracer divers segments de droite (*fig.* 4) dont les pentes donnent les chaleurs d'activation *toutes supérieures à celles mesurées par frittage sous hydrogène*.

Cette étude du frittage sous vide montre donc de façon très claire le rôle prépondérant joué par l'atmosphère de traitement. Sous hydrogène le frittage est facilité par deux faits : réduction des films d'oxyde superficiels qui freinent le début du frittage, et élimination facile de l'hydrogène occlus dans les pores par diffusion de ce gaz vers l'extérieur. Sous vide au contraire, il n'y a pas réduction des oxydes superficiels de la poudre, et quelle que soit la pression limite du vide, il persiste toujours dans les pores un certain volume de gaz, comme l'oxygène et l'azote, qui n'ont pas la possibilité de s'éliminer par diffusion.

(1) G. Cizeron et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 427.
(2) G. Cizeron et P. Lacombe, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 409.
(3) G. Cizeron et P. Lacombe, *Rev. Metall.*, 52, 10, 1955, p. 771.
(4) C. Birchenall et R. Mehl, *J. Metals*, 188, 1950, p. 144.
(5) F. S. Buffington, L. D. Bakalar et M. Cohen, *The Physics of Powder Metallurgy*, W. E. Kingston, 1951, p. 99.

(*Centre de Recherches Métallurgiques de l'École des Mines, Paris.*)

CHIMIE THÉORIQUE. — *Le calcul non empirique des constantes de force et des dérivés du moment dipolaire.* Note de M. **Savo Bratož**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le procédé qu'on utilise normalement pour calculer les constantes de force consiste à calculer l'énergie de la molécule pour plusieurs configurations nucléaires et à déterminer ensuite les dérivées secondes par des méthodes numériques. Ce procédé est cependant critiquable si le nombre des points

utilisés n'est pas assez élevé; il est, de plus, peu pratique lorsque, en changeant les positions des noyaux, on détruit la symétrie de la molécule. On se propose donc de développer d'autres méthodes résultant de la dérivation directe des équations qui déterminent l'énergie de la molécule. Deux types d'approximation ont été utilisés : l'approximation du champ self-consistent (CLOA-CSC) et la méthode de l'interaction de configuration (IC).

a. L'approximation des combinaisons linéaires d'orbitales atomiques et du champ self-consistent (CLOA-CSC). — Il est commode de partir de l'équation suivante :

$$E = 2\sum_{ist} c_{is}c_{it}H_{st} + \sum_{ijstuv} c_{is}c_{it}c_{ju}c_{jv}(2I_{stuv} - I_{sutv}) + \sum_{ab}\frac{Z_aZ_b}{R_{ab}} \tag{1}$$

qui donne l'énergie de la molécule dans l'approximation CLOA-CSC ([1]). Les symboles ont la signification suivante; les c_{is} sont les coefficients des orbitales atomiques χ_s dans l'orbitale moléculaire φ_i; les H_{st} et I_{stuv} sont respectivement les intégrales monoélectroniques $\int \chi_s(1)H^c(1)\chi_t(1)\,d\tau$ $\left(H^c \text{ étant égal à } -(1/2)\Delta - \sum_j (1/r_j)\right)$ et les intégrales biélectroniques

$$\int \chi_s(1)\chi_t(1)r_{12}^{-1}\chi_u(1)\chi_v(1)\,d\tau_1\,d\tau_2;$$

les R_{ab} sont les distances internucléaires et les Z_a les charges des noyaux. Étant donnée la définition des constantes de force comme dérivées secondes de l'énergie par rapport aux distances internucléaires, le problème consiste à trouver les quantités $\partial^2E/\partial R_{ab}^2$ et $\partial^2E/\partial R_{ab}\partial R_{cd}$. Si l'on désigne par l'indice x la dérivation par rapport à l'un de ces paramètres, on obtient

$$E^x = \sum_{ist} c_{is}c_{it}\left[2(H_{st}^x - \varepsilon_i S_{st}^x) + \sum_{juv} c_{ju}c_{jv}(2I_{stuv}^x - I_{stuv}^x)\right] - \sum_{ab}\frac{R_{ab}^x}{R_{ab}^2}Z_aZ_b \tag{2}$$

ε_i étant l'énergie de l'orbitale φ_i. Il est important que les dérivées des coefficients n'interviennent pas dans cette formule; c'est une conséquence des équations du champ self-consistent qui déterminent les coefficients c_{is}. Si l'on a choisi les distances internucléaires correctement, les $\partial E/\partial R_{ab}$ doivent être nulles pour chaque ab, ce qui représente un contrôle supplémentaire des résultats obtenus par la méthode CLOA-CSC.

Pour obtenir les dérivées secondes, il faut dériver les expressions (2) une nouvelle fois, soit par rapport au même paramètre, soit par rapport à un autre. On s'aperçoit cependant facilement que dans les expressions E^{xx} et E^{xy} les dérivées premières des coefficients c_{is} et des énergies des orbitales ne disparaissent pas; il est donc indispensable de les calculer également. Les résultats

sont les suivants :

$$(3)\quad E^{xx}=\sum_{ist} c_{is}c_{it}[2(H_{st}^{xx}-\varepsilon_i S_{st}^{xx})+\sum_{ju\nu} c_{ju}c_{j\nu}(2I_{stu\nu}^{xx}-I_{sut\nu}^{xx})]-2\sum_{ist} c_{is}c_{it}\varepsilon_i^x S_{st}^x$$
$$+4\sum_{st} c_{is}^x c_{it}\left[H_{st}^x-\varepsilon_i S_{st}^x+\sum_{ju\nu} c_{uj}c_{j\nu}(2I_{stu\nu}^x-I_{sut\nu}^x)\right]+\sum_{ab}\frac{2R_{ab}^{x2}-R_{ab}R_{ab}^{xx}}{R_{ab}^3}Z_aZ_b.$$

Une formule analogue est valable pour E^{xy}. Les dérivées des coefficients et des énergies orbitales sont données par les expressions suivantes :

$$(4)\quad \varepsilon_i^x=\sum_{st} c_{is}c_{it}(H_{st}^x-\varepsilon_i S_{st}^x)$$
$$+\sum_{st} c_{is}c_{it}\left[\sum_{ju\nu} c_{ju}c_{j\nu}(2I_{stu\nu}^x-I_{sut\nu}^x)+2c_{ju}^x c_{j\nu}(2I_{stu\nu}-I_{sut\nu})\right],$$

$$(5)\quad c_{ka}^x=-\frac{1}{2}\sum_{st} c_{ka}c_{ks}c_{kt}S_{st}^x+\sum_{ist}{}'\frac{c_{ia}c_{is}c_{it}}{\varepsilon_u-\varepsilon_i}(H_{st}^x-\varepsilon_i S_{st}^x)$$
$$+\sum_{ist}{}'\frac{c_{ia}c_{is}c_{it}}{\varepsilon_u-\varepsilon_i}\left[\sum_{ju\nu} c_{ju}c_{j\nu}(2I_{stu\nu}^x-I_{sut\nu}^x)+2c_{ju}^x c_{j\nu}(2I_{stu\nu}-I_{sut\nu})\right].$$

Les équations (5) représentent le système des équations linéaires non homogènes qui déterminent les c_{ka}^x. Il peut être résolu par une méthode d'itérations. Étant donné que l'approximation de Hückel donne déjà des coefficients assez proches des coefficients self-consistents, on peut commencer l'itération en négligeant les termes contenus dans la dernière somme.

Les dérivées des intégrales intervenant dans (1)-(5) peuvent être calculées, soit en dérivant les formules analytiques, soit par des méthodes numériques.

Le calcul des dérivées du moment dipolaire est simple, les dérivées des coefficients une fois connues. On obtient la formule suivante :

$$(6)\quad \vec{M}^x=\sum_{ist} c_{is}c_{it}\vec{M}_{st}^x+2\sum_{ist} c_{is}^x c_{it}\vec{M}_{st}+\sum_a Z_a\vec{R}_a^x,$$

les $\vec{M}_{st}$ représentant les intégrales $\int \chi_s(1)\vec{R}_1 X_t(1)\,d\tau_1$ et les $\vec{R}_a$ indiquant les positions des noyaux.

b. L'approximation de l'interaction de configuration (IC). — Pour obtenir les constantes de force dans cette approximation, on procède selon les mêmes lignes que dans le cas du champ self-consistent. On part de nouveau de l'expression de l'énergie :

$$(7)\quad E_i=\sum_{st} d_{is}d_{it}X_{st};$$

les d_{is} sont les coefficients du développement de la fonction d'onde Ψ_i en une somme de déterminants Φ_s et les X_{st} les intégrales $\int \Phi_s H\Phi_t\,d\tau$. Si l'on dérive

cette expression deux fois par rapport aux distances internucléaires en tenant toujours compte des équations séculaires, on parvient à la formule suivante pour E_i^{xx} :

$$(8)\quad E_i^{xx} = \sum_{st} d_{is}\, d_{it}\, X_{st}^{x} + \sum_{u} \frac{2}{E_i - E_u} \left[\sum_{st} d_{is} d_{ut} X_{st}^{xx} \right]^2 + \sum_{ab} \frac{2 R_{ab}^{x2} - R_{ab} R_{ab}^{xx}}{R_{ab}^3} Z_a Z_b.$$

Une expression analogue est valable pour E^{xy}. La formule (8) a une forme très simple. Il faut, cependant, tenir compte du fait que les éléments de matrice X_{st}^{xx} et X_{st}^{x} dépendent des dérivées des coefficients des orbitales sur lesquelles les déterminants sont construits. Il est donc pratique d'utiliser les orbitales de symétrie où les dérivées des coefficients sont faciles à calculer, plutôt que les orbitales self-consistentes.

Pour les dérivées du moment dipolaire, on obtient une expression semblable à (6).

(1) On utilise partout les unités atomiques.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Adsorption physique sur le nickel de Raney.* Note de MM. **Bernard Delmon** et **Jean-Claude Balaceanu**, présentée par M. Paul Pascal.

Le nickel de Raney adsorbe physiquement en quantité relativement importante les constituants de la phase liquide avec laquelle il est en contact. Cette adsorption sélective suit la formule de Langmuir et est sans rapport avec la chimisorption étudiée par des méthodes cinétiques.

Si l'on met en contact du nickel de Raney et un mélange de deux liquides, on constate un changement dans les proportions du mélange réactionnel dû à l'adsorption préférentielle de l'un des produits. Cette adsorption est rapide et, sous bonne agitation, l'équilibre d'adsorption est atteint en moins d'une dizaine de secondes.

Une série de mesures nous a permis d'évaluer l'importance du phénomène. Pour cela, le nickel de Raney préparé suivant la méthode habituelle était d'abord lavé soigneusement par le corps utilisé en proportion majeure (le solvant) : dans le cas d'un solvant hydrocarboné nous avons en effet constaté qu'un lavage insuffisant modifiait considérablement l'isotherme d'adsorption aux faibles concentrations en *soluté*. A une certaine quantité de nickel et de solvant on ajoute une quantité connue de soluté. L'analyse du mélange après agitation donne la quantité de soluté adsorbée.

Il est nécessaire de tenir compte du volume de solvant entraîné par le nickel. A partir de la densité apparente de la masse constituée par le nickel et le solvant entraîné (1), et en supposant aux particules de nickel de Raney une densité de

8,9, on calcule le poids réel de nickel et le volume du solvant entraîné (*cf.* tableau, colonnes 2 et 3).

On constate que la formule d'adsorption de Langmuir représente d'une manière satisfaisante les expériences : le poids x_A de soluté adsorbé est proportionnel à la quantité m de nickel et à la fraction de surface couverte par les molécules du soluté

$$x_A = k_A m \sigma_A = k_A m \frac{b_A c_A}{b_A c_A + b_B c_B},$$

d'où

$$\frac{m}{x} = \frac{1}{k_A} + \frac{1}{k_A} \frac{b_B}{b_A} \frac{c_B}{c_A},$$

où b_A et b_B sont les coefficients d'adsorption, et c_A et c_B les concentrations à l'équilibre du soluté A et du solvant B dans la phase liquide.

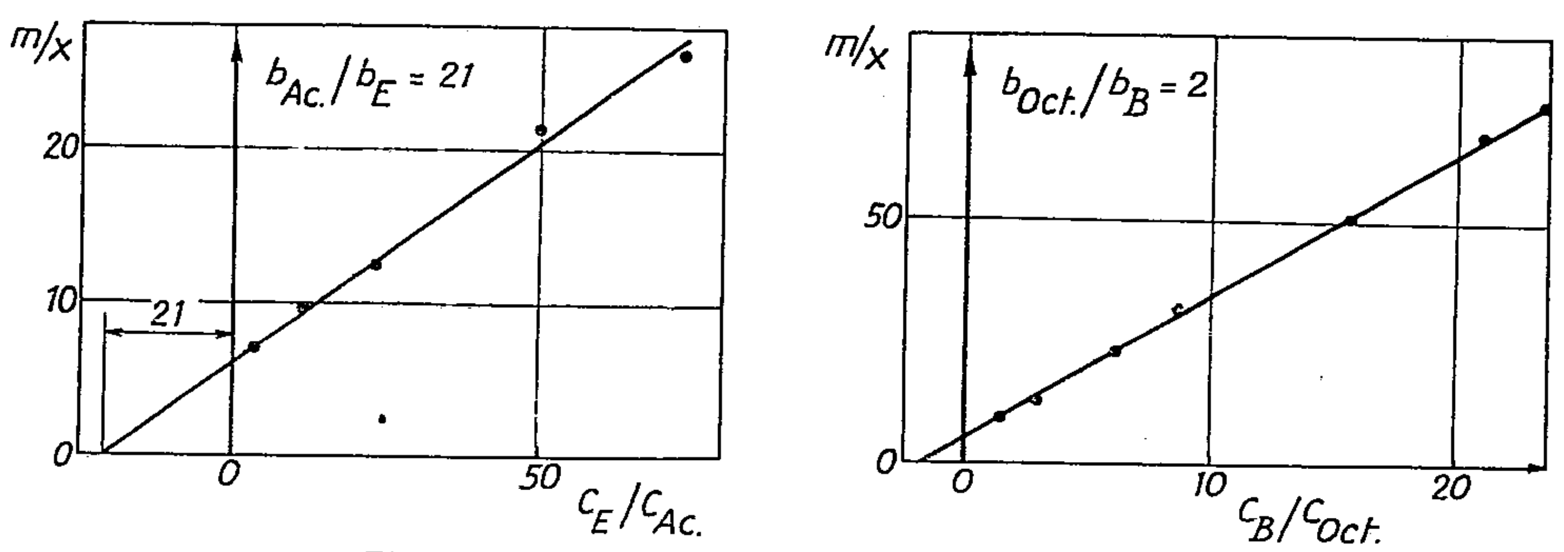


Fig.1 Fig.2

Adsorption physique sur nickel de Raney

Les figures 1 et 2 montrent les résultats obtenus dans deux cas : celui de l'acétone en solution dans l'eau, et celui de l'octane dans le benzène.

Le tableau donne les valeurs des coefficients d'adsorption relatifs observés.

Solvant.	Solvant entraîné (ml/g de solv.+nickel).	Poids réel de nickel (g/g de solv.+nickel).	Soluté.	$b_{\text{soluté}}/b_{\text{solvant}}$ (20° C).	$k_{\text{soluté}}$.
Eau	0,47	0,53	Acétone	21	0,32
Alcool isopropylique	0,49	0,61	Acétone	3	0,36
Isooctane	–	–	Octène-2	5	0,40
			Cyclohexène	2	0,40
			Benzène	1,7	0,40
Benzène	0,57	0,49	Isooctane	0,7	0,42
			n-octane	2	0,36
			Cyclohexane	1,1	0,42
			Méthyléthylcétone	1,8	0,30
			Alcool butylique	(8)	–

On remarquera que le produit des deux rapports $b_{\text{isooctane}}/b_{\text{benzène}}=1,7$ et $b_{\text{benzène}}/b_{\text{isooctane}}=0,7$ est bien égal à l'unité aux erreurs expérimentales près. La formule de Langmuir est donc vérifiée dans tout le domaine de concentration exploré s'étendant de 0 à 50 % en volume de soluté.

Des essais de séparation par chromatographie sur une colonne de nickel de Raney nous ont d'ailleurs permis de retrouver qualitativement les grandeurs relatives des coefficients d'adsorption de l'eau, de l'alcool isopropylique et de l'acétone d'une part, et d'autre part de l'isooctane et de l'octène.

Dans le cas de l'alcool butylique en solution dans le benzène la formule de Langmuir n'est plus vérifiée, et le rapport apparent $b_{\text{butanol}}/b_{\text{benzène}}$ passe de 8 à 1 lorsque la concentration en butanol augmente.

Dans les expériences mettant en œuvre les oléfines ou des cétones on s'est assuré qu'aucune hydrogénation appréciable par l'hydrogène retenu sur le nickel ne pouvait se produire dans la durée des expériences. Dans le cas du cyclohéxène une légère réaction d'échange donnant benzène et cyclohéxane était difficile à éviter.

L'adsorption étudiée présente le caractère d'une adsorption *physique*, son énergie d'activation est certainement faible puisqu'elle se produit rapidement. La température ne semble pas avoir d'influence notable sur cette adsorption.

Les valeurs du tableau indiquent que cette adsorption a une sélectivité faible, mais qu'elle affecte un volume non négligeable de liquide.

En effet à saturation ($\sigma_A = 1$) 1 g de nickel peut adsorber 0,4 g de substance liquide $k_A \simeq 0,4$; c'est-à-dire que la phase adsorbée physiquement comprend une partie importante du liquide que le nickel emprisonne lorsqu'il a décanté.

Dans le cas de l'acétone en solution dans l'eau par exemple, les valeurs du tableau, colonnes 2 et 3, indiquent que le nickel entraîne 0,9 ml de liquide par gramme de nickel, alors qu'à saturation on a $x/m = k_A = 0,32$, c'est-à-dire que 1 g de nickel adsorbe physiquement un peu plus de 0,3 ml d'acétone.

Si l'on admet pour le nickel de Ramey une surface spécifique de 50 m^2/g [2], on peut estimer à une dizaine de couches moléculaires au moins l'importance de la phase adsorbée physiquement.

Les valeurs de k obtenues sont fortement affectées par la méthode de préparation du nickel, qui peut conduire à l'élimination de particules fines lors du lavage.

Il résulte de ces résultats que lors d'une réaction difficile demandant la mise en œuvre d'une quantité importante de nickel de Raney, une fraction notable des réactifs ou des produits pourra être retenue par celui-ci et ainsi soustraite à une analyse éventuelle.

Enfin les rapports des coefficients d'adsorption physiques ainsi déterminés sont sans rapport avec les coefficients d'adsorption chimiques obtenus dans les études cinétiques des réactions catalysées par le nickel [3], [4].

(1) E. DE RUITER et J. C. JUNGERS, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, 58, 1949, p. 210.
(2) H. A. SMITH et J. F. FUZEK, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 229.
(3) C. THONON et J. C. JUNGERS, *Bull. Soc. Chim. Belg.*, 58, 1949, p. 331.
(4) G. LIMIDO et J. GRAVITZ, *Bull. Soc. Chim. France*, 21, 1954, p. 42.

(*Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison (Seine-et-Oise.)*)

CHIMIE GÉNÉRALE. — *La cinétique de la chloration catalytique de l'anhydride acétique.* Note de MM. **Jean Lepage** et **Joseph-Charles Jungers**, présentée par M. Paul Pascal.

Sous l'action de l'iode, du chlorure stannique et du chlorure ferrique, l'anhydride acétique subit de la part du chlore moléculaire une attaque qui répond à une cinétique formelle particulièrement simple; dans les trois cas, la transformation est d'ordre un par rapport au catalyseur et d'ordre zéro par rapport au chlore.

Dans un travail effectué antérieurement dans ce laboratoire, H. Van Looy (1) a observé que l'attaque du chlore moléculaire sur l'anhydride acétique, catalysée par l'iode agissant sous forme de ICl, répondait à une cinétique particulièrement simple bien qu'elle se produise suivant une stoechiométrie assez complexe. L'introduction du chlore dans le groupement méthyle suppose en effet la formation complémentaire d'une molécule d'acide chlorhydrique qui réagit sur la fonction anhydride pour donner naissance à une molécule d'acide organique et à une molécule de chlorure d'acide; dans sa période initiale, en présence d'un large excès d'anhydride, la transformation peut donc s'écrire :

$$(CH_3CO)_2O + Cl_2 \rightarrow CH_2ClCO-O-OCCH_3 + ClH,$$
$$ClH + (CH_3CO)_2O \rightarrow CH_3COOH + CH_3COCl.$$

Avec l'iode comme catalyseur, l'acide et le chlorure d'acide formés ne présentent envers le chlore qu'une réactivité négligeable par rapport à celle de l'anhydride acétique qui subit seul la substitution.

La transformation est d'ordre un par rapport au catalyseur et d'ordre zéro par rapport au chlore. Cette cinétique présente une analogie marquée avec celle de l'halogénation des cétones catalysée par les acides et les bases. On admet que celle-ci se produit en deux étapes : la première, relativement lente, est la formation, catalysée par les ions H^+ ou OH^-, d'une forme intermédiaire, qui, dans la seconde étape, subit une captation rapide par l'halogène.

Comme dans le cas de l'anhydride acétique on n'a pas identifié de forme intermédiaire, il était indiqué, pour obtenir un complément d'information sur le mécanisme de cette chloration, d'étudier le comportement de cata-

lyseurs de caractère différent. Nos expériences ont été effectuées sur l'anhydride pur auquel on ajoute successivement des charges de chlore suffisante pour en transformer de 1 à 3 % seulement; on peut aussi, au cours des charges successives, étudier l'influence du taux de transformation sur la cinétique de la réaction.

Les mesures relatives à la première charge sont présentées dans les tableaux I et II qui se rapportent à l'action du chlorure ferrique et du chlorure stannique respectivement. On constate que la transformation répond dans les deux cas à la cinétique formelle déjà observée pour la catalyse par l'iode. Les constantes de vitesse à 20° C pour une mole de catalyseur sont de 2,84 mol/mn pour Cl_3Fe, de 0,32 mol/mn pour Cl_5Sn, qu'il faut comparer à 1,8 mol/mn pour I_2.

Il y a lieu de noter aussi que dans tous les cas la vitesse ne prend sa valeur de régime qu'après la transformation d'une quantité de chlore sensiblement équivalente à la quantité du corps employé comme catalyseur ([2]).

Les tableaux I *c* et II *c* illustrent l'évolution de la vitesse au cours de la réaction.

Chloration catalytique de l'anhydride acétique.

I. — Catalyse par le chlorure ferrique (T : 18°C).

a. Ordre par rapport au chlore.

$[Cl_3Fe] = 0,72.10^{-3}$ mol/l.

Temps (mn)	0	8	16	24	32	40	48
$[Cl_2]$ en mol/l	0,105	0,0885	0,0725	0,0555	0,0390	0,0225	0,0066
$k'_0.10^3$ en mol Cl_2/mn	-	2,07	1,98	2,08	2,08	2,02	1,9

b. Ordre par rapport au chlorure ferrique.

$[Cl_3Fe]$ mol/l.10^3	0,72	1,44	2,16	2,88	3,54
$k'_0.10^3$	2,04	4,00	6,16	7,60	9,60
$k'_0/[Cl_3Fe]$	2,83	2,76	2,87	2,64	2,74

c. Variation de la vitesse au cours de la réaction.

$[Cl_3Fe] = 2,3.10^{-3}$ mol/l.

Mol Cl_2/mol $(CH_3CO)_2O_{initial}$	0	0,023	0,049	0,061	0,100
$k'_0/[Cl_3Fe]$	2,70	1,64	1,08	0,78	0,54

II. — Catalyse par le chlorure stannique.

a. Ordre par rapport au chlore.

$[Cl_4Sn] = 0,0288$ mol/l.

Temps (mn)	0	6	11	10,5	28	34	38,5
$[Cl_2]$ en mol/l	0,356	0,300	0,254	0,176	0,099	0,043	0,026
$k'_0.10^3$ en mol Cl_2/mn	-	9,15	9,22	9,17	9,04	9,28	8,95

b. Ordre par rapport au catalyseur.

$[Cl_4Sn]$ mol/l	0,0145	0,0288	0,0386	0,0610	0,0815
$k'_0.10^3$	4,56	9,15	12,0	19,3	26,0
$k'_0/[Cl_4Sn]$	0,32	0,32	0,31	0,32	0,31

c. Variation de la vitesse au cours de la réaction.

$[Cl_4Sn] = 0,0530$ mol/l.

Mol Cl_2/mol $(CHCO)_2O_{initial}$	0	0,045	0,090	0,170	0,220	0,360
$k'_0/[Cl_4Sn]$	0,32	0,34	0,36	0,35	0,31	0,19

Les courbes 1 et 2 des figures 1 et 2, obtenues en ajoutant initialement des quantités croissantes de chlorure d'acétyle ou d'acide acétique à l'anhydride, indiquent que le premier manifeste envers tous les catalyseurs une influence favorable, tandis que le second exerce au contraire une action

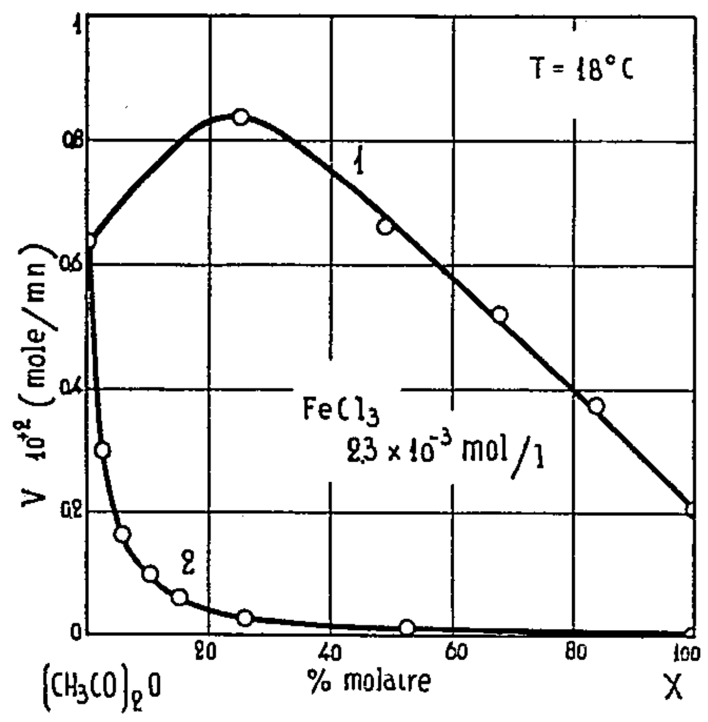


Fig. 1.

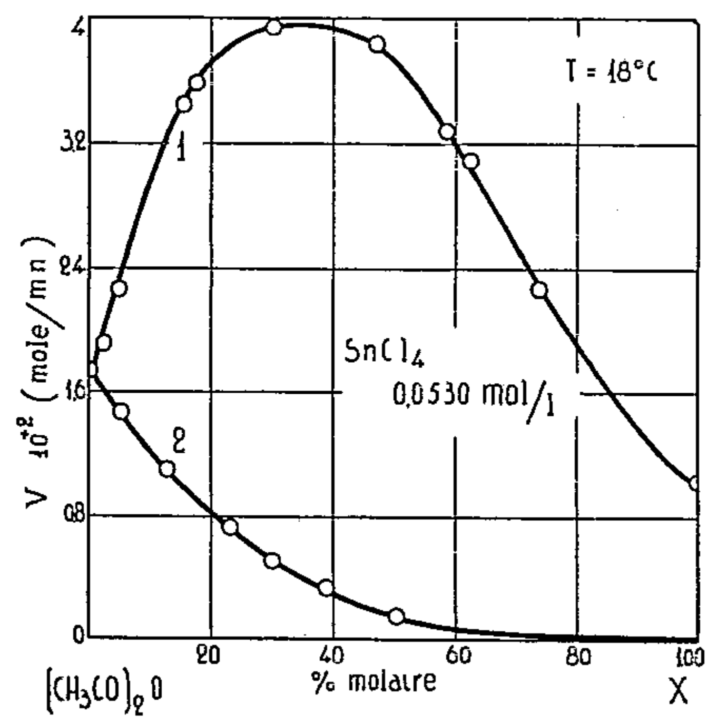


Fig. 2.

inhibitrice marquée. Ces faits permettent de comprendre l'action des produits sur l'allure de la réaction.

On voit donc que, malgré sa cinétique simple, la réaction est influencée par de nombreux facteurs, mais l'analogie manifeste qui apparaît dans l'action de catalyseurs de nature différente traduit vraisemblablement une identité du mécanisme chimique dans les trois cas.

(1) *Thèse*, Louvain, 1951.

(2) P. Leprince et J. C. Jungers, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2071.

(*Laboratoire de Chimie-physique, Louvain, Belgique.*)

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Sur la caractérisation et le dosage de l'acide acétique, par la méthode de Duclaux.* Note (*) de M. **Jean Soleil** et Mlle **Geneviève Hirt**, présentée par M. René Fabre.

Nous montrons que l'identification et le dosage de l'acide acétique, effectués selon la technique de Duclaux, ne présentent pas les garanties souhaitables. Le procédé ne donne pas de résultats reproductibles, il fournit qualitativement des conclusions souvent inexactes et quantitativement des chiffres erronés.

La méthode de détermination qualitative et quantitative des acides volatils, mise au point par Duclaux [1] en 1865, a fait l'objet de critiques variées, en particulier de la part de M. Jaulmes et de ses élèves [2], [3], [4], [5], [6], qui lui ont consacré de nombreuses études.

Au cours de recherches sur des solutions d'acide acétique où nous avons dû employer la technique de Duclaux, nous avons été, à notre tour, frappés par l'inconstance et l'irrégularité des résultats obtenus.

Ceux-ci nous permettent de préciser :

1° que la méthode de Duclaux n'offre pas de garanties de fidélité, car elle ne fournit pas de résultats reproductibles;

2° qu'elle conduit à conclure, dans 40 % des cas, à l'existence de mélanges d'acides, alors qu'il s'agit d'un acide seul (l'acide acétique dans nos expériences);

3° que lorsqu'on utilise les rapports de distillation, pour calculer l'acidité totale du liquide en expérience, les chiffres trouvés sont entachés d'une erreur par excès de 10 à 12 %.

Nous avons opéré sur des solutions titrées d'acide acétique à 0,25, 0,50, 0,75, 1, 1,25, 1,50, 1,75 et 2 % en effectuant quatre distillations, toujours dans les mêmes conditions, pour chacune des concentrations indiquées ci-dessus.

Résultats expérimentaux.

	10.	20.	30.	40.	50.	60.	70.	80.	90.	100.
	Solution d'acide acétique à 1,25 %.									
Acide acétique (Duclaux)...	7,4	15,2	23,4	32,0	40,9	50,5	60,6	71,9	84,4	100
1re opération..........	7,4	15,3	23,6	32,2	41,2	50,8	61,2	72,4	85,1	100
2e »	7,3	15,2	23,4	31,9	40,4	50,4	60,8	72,0	84,7	100
3e »	7,4	15,4	23,7	32,3	41,4	51,1	61,5	72,7	85,2	100
4e «	7,7	15,8	24,4	33,0	42,1	51,7	61,9	73,0	85,3	100
	Solution d'acide acétique à 2 %.									
1re opération..........	7,4	15,5	24,0	32,9	42,0	51,7	62,3	73,4	85,7	100
2e »	7,5	15,6	24,1	32,8	42,0	51,5	62,0	73,2	85,6	100
3e »	7,5	15,5	23,9	32,7	41,8	51,5	61,8	73,0	85,4	100
4e »	7,7	15,8	24,3	33,2	42,2	51,9	61,2	73,4	85,7	100

Le tableau ci-dessus mentionne les résultats expérimentaux obtenus pour les liqueurs à 1,25 et 2 %; les diagrammes représentent les courbes correspondantes, la bande de papier millimétré indiquant la limite de deux unités de la dernière décimale, en plus ou en moins, au-delà de laquelle les courbes cessent, selon Duclaux, d'être satisfaisantes.

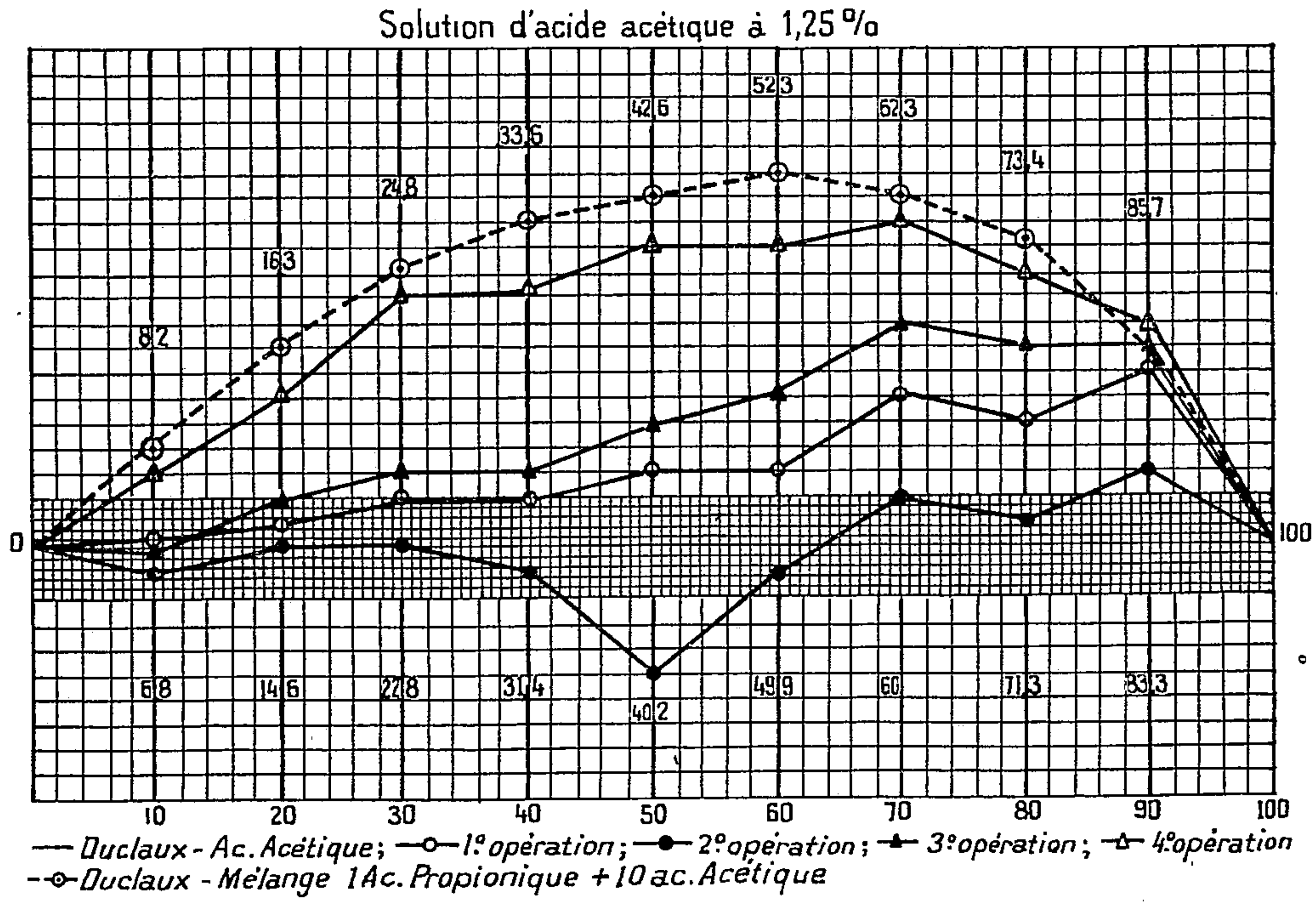


Fig. 1.

Conclusions :

1re opération : identification impossible;

2e opération : acide acétique. Calcul de l'acidité totale; rapport 15,2 (fraction 2) : 1,38 %; rapport 40,4 (fraction 5) : 1,39 %, soit 11 % d'erreur:

3e opération : identification impossible;

4e opération : mélange 1 acide propionique + 10 acide acétique.

Conclusions :

1re opération : identification impossible;

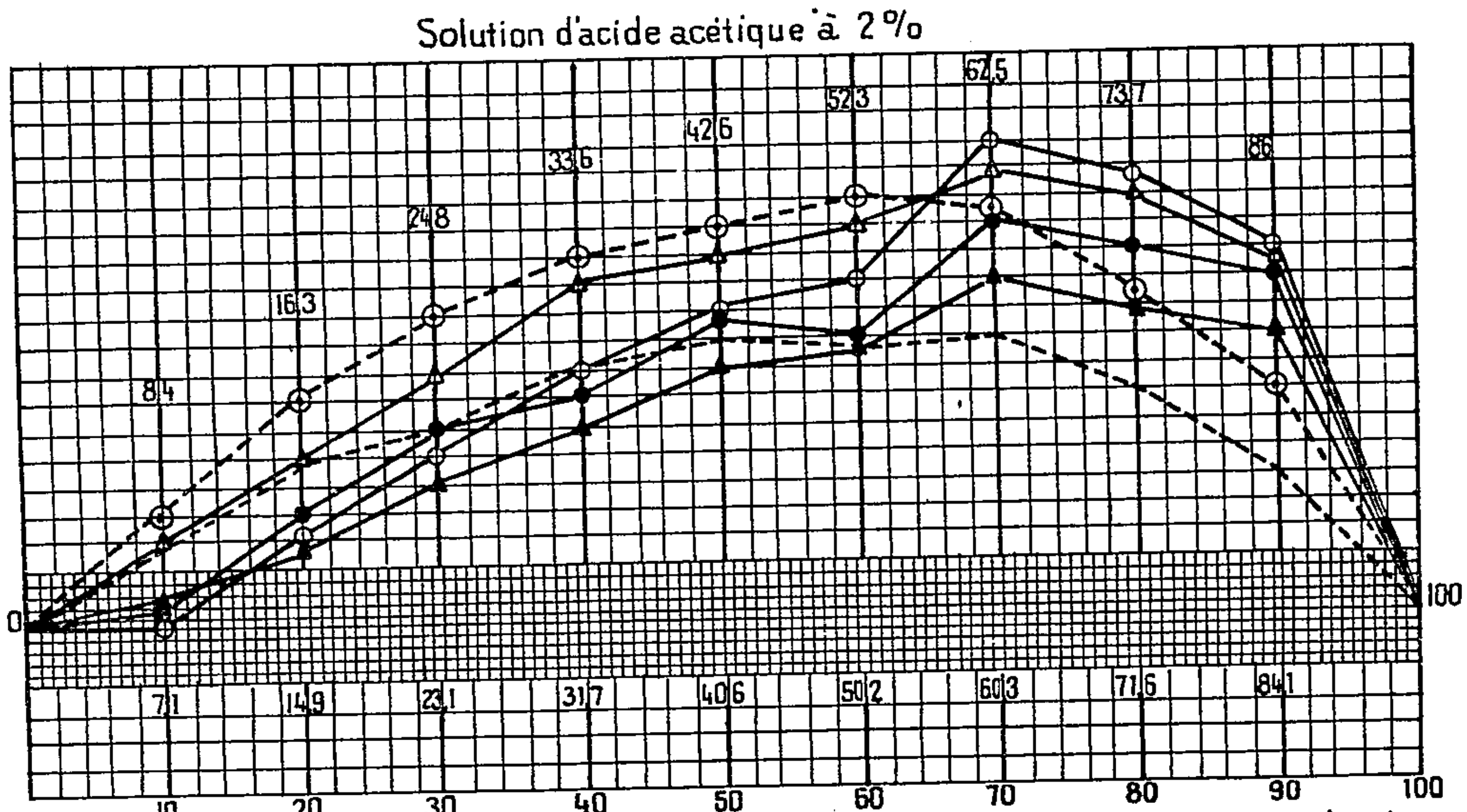
2e opération : identification impossible;

3e opération : mélange 1 acide propionique + 15 acide acétique;

4e opération : mélange 1 acide propionique + 10 acide acétique.

Sur un ensemble de 32 opérations, effectuées à partir de solutions d'acide acétique, 14 d'entre elles ne permettent aucune identification, 13 conduisent à conclure à l'existence de mélanges d'acides et 5 seulement permettent d'identifier l'acide acétique.

Solution d'acide acétique à 2 %



—— Duclaux - Ac. Acétique ; —o— 1° opération ; —●— 2° opération ; —▲— 3° opération ; —△— 4° opération
--- Duclaux Mélange 1 Ac. Propionique + 15 Ac. Acétique ; -⊕- Duclaux. Mél. 1 Ac. Propionique + 10 Ac. Acétique.

Fig. 2.

Nous poursuivons les recherches avec les autres acides volatils.

(*) Séance du 11 mars 1957.

(1) *Thèse*, Faculté des Sciences, Paris, 1865.

(2) P. Jaulmes, *Thèse*, Faculté des Sciences, Montpellier, 1932, n° 50.

(3) P. Jaulmes, *Thèse*, Pharmacie Université, Montpellier, 1932, n° 213.

(4) P. Jaulmes, *Thèse*, Pharmacie Supérieure, Montpellier, 1931, n° 21.

(5) H. Mazars, *Thèse*, Pharmacie Université, Montpellier, 1933, n° 221.

(6) M. Roussel, *Thèse*, Pharmacie Université, Montpellier, 1939, n° 276.

CHIMIE MINÉRALE. — *Étude de la stabilité en solution aqueuse de l'ion* $[Ag(NO_2)_2]^-$ *à partir de mesures de solubilité.* Note de M. **Paul Hagenmuller**, présentée par M. Paul Pascal.

La constante de dissociation vraie de l'ion $[Ag(NO_2)_2]^-$ dans l'eau à 25° est déterminée à partir des variations de solubilité du nitrite d'argent par addition de faibles quantités d'ions NO_2^- ou Ag^+. La nouvelle valeur (5.10^{-3}) est légèrement supérieure à celle obtenue par Abegg et Pick par voie électrochimique. La méthode est susceptible de généralisation à tous les complexes en équilibre avec une phase solide peu soluble.

A 25° une solution saturée de nitrite d'argent contient des ions simples NO_2^- et Ag^+, des molécules NO_2Ag et des ions complexes $[Ag(NO_2)_2]^-$.

En l'absence de cosoluté les quantités d'argent et de radical nitrite dissoutes sont identiques :

$$c_{Ag^+} + C + Z = c_{NO_2^-} + C + 2Z = l,$$

c_{Ag^+} et $c_{NO_2^-}$ étant les concentrations en ions simples exprimées en ions-grammes pour 1000 g d'eau, C et Z les teneurs correspondantes en $AgNO_2$ et $[Ag(NO_2)_2]^-$; l est la solubilité du nitrite d'argent dans 1000 g d'eau pure.

Par introduction d'ions NO_2^- ou d'ions Ag^+ sous forme de nitrite de potassium ou de nitrate d'argent, les concentrations en NO_2^-, Ag^+, NO_2Ag et $[Ag(NO_2)_2]^-$ prennent de nouvelles valeurs : $c'_{NO_2^-}$, c'_{Ag^+}, C', Z'.

p et q étant les teneurs respectives en radical nitrite et en argent de la nouvelle solution saturée :.

$$c'_{NO_2^-} + C' + 2Z' = p$$
$$c'_{Ag^+} + C' + Z' = q$$

Comme le nitrite d'argent est peu soluble, tant que les quantités d'ions NO_2^- ou Ag^+ ajoutées sont faibles, leurs coefficients d'activité varient peu; le produit de solubilité apparent s peut être considéré comme constant :

$$c_{NO_2^-} \cdot c_{Ag^+} = c'_{NO_2^-} \cdot c'_{Ag^+} = s$$

Il en est de même pour la constante de dissociation apparente de l'ion complexe : $[Ag^+][NO_2^-]^2/[Ag(NO_2)_2^-] = k$.

D'où

$$\frac{c_{NO_2^-}}{Z} = \frac{c'_{NO_2}}{Z} = \frac{k}{s}.$$

En éliminant les concentrations entre les différentes équations, nous obtenons une relation entre s et k :

$$\frac{1}{\sqrt{\frac{k}{s}}\frac{1}{\sqrt{k+s}} + (p-l)\frac{k}{s(k+2s)}} - \sqrt{k+s}\sqrt{\frac{s}{k}} - (p-l)\frac{k+s}{k+2s} + p - q = 0.$$

Cette égalité se vérifiera dans la mesure où les hypothèses implicitement formulées sont exactes : ions complexes de coordinence supérieure à 2 en quantité négligeable, force ionique faible et ne subissant pas de variations notables.

Les déterminations de solubilité du nitrite d'argent en présence de nitrite de potassium donnent les valeurs suivantes :

NO_2K $p-q$.	NO_2Ag q.	p.	$p-l$.
—	0,0270	0,0270	—
0,00355	0,02555	0,0291	0,0021
0,0066	0,0244	0,0310	0,0040
0,0124	0,0226	0,0350	0,0080

Le dosage du nitrite est effectué manganimétriquement, celui de l'argent par différence en présence de chromate.

Nous en déduisons par approximations successives : $s = 7,1 \cdot 10^{-4}$ et $k = 3,5 \cdot 10^{-3}$.

En présence de nitrate d'argent :

NO_3Ag $q-p$.	NO_2Ag p.	q.	$l-p$.
—	0,0270	0,0270	—
0,00275	0,0255	0,02825	0,0015
0,00485	0,0244	0,02925	0,0026
0,0084	0,0228	0,0312	0,0042

D'où : $s = 7{,}0.10^{-4}$ et $k = 8{,}4.10^{-3}$.

La valeur moyenne de $k(6.10^{-3})$ est légèrement supérieure à celle obtenue par Abegg et Pick ([1]) avec une précision illusoire en mesurant la force électromotrice de la chaîne :

Ag | sol. sat. NO_2Ag | sol. NO_2K | sol. ClK | Cl_2Hg_2 | Hg
($k = 1{,}47.10^{-3}$ pour un litre de solution).

La force ionique variant au cours de nos mesures de 0,054 à 0,070 par addition de nitrite de potassium et de 0,054 à 0,0625 en présence de nitrate d'argent, le coefficient d'activité moyen des ions NO_2^- et Ag^+, déterminé par la formule de Debye, est approximativement : $f = 0{,}85$.

Le produit de solubilité vrai s'en déduit : 6.10^{-4}.

Comme les différents ions en solution diluée ont des coefficients d'activité voisins et que $c_{NO_2^-}/Z = k/s$ la constante de dissociation vraie est d'environ 5.10^{-3} à 25°.

Cette méthode est susceptible de s'appliquer à tous les ions complexes en équilibre avec une ou plusieurs phases solides peu solubles.

([1]) *Z. anorg. Chem.*, 51, 1906, p. 1.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la polarographie des dérivés du thiazole.* Note de MM. **Jean Tirouflet** et **Étienne Laviron**, présentée par M. Marcel Delépine.

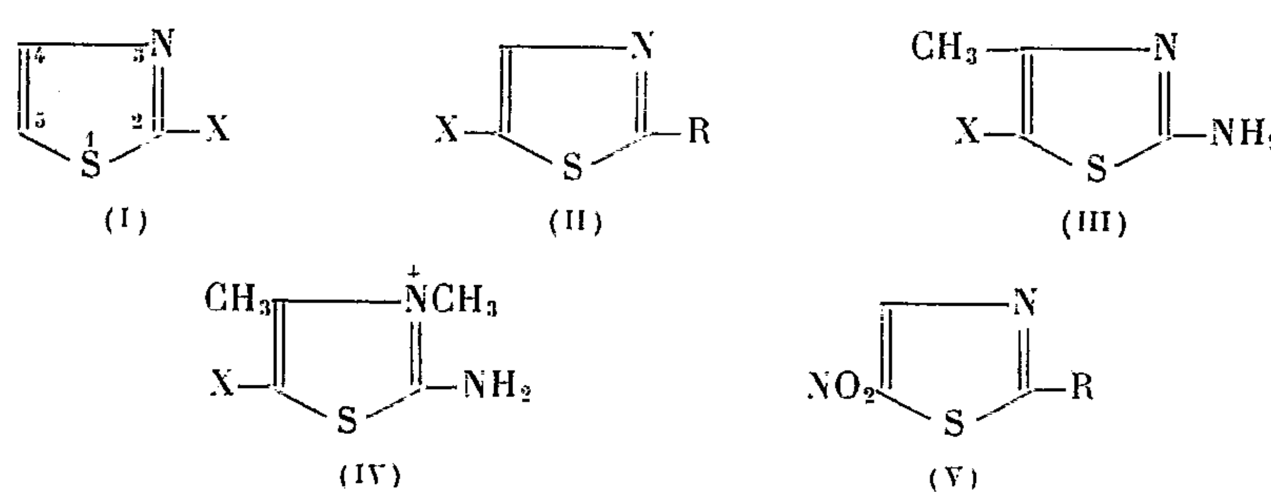
Étude polarographique des halogéno, et des nitrothiazoles à différents pH. Interprétation des courbes $E_{1/2} = f(\text{pH})$ et discussion des résultats.

Des recherches récentes ([1]) ont montré l'intérêt de l'analyse polarographique pour le dosage sélectif des isomères de position appartenant aux séries du thiophène et de la pyridine.

La série du thiazole promettait les mêmes possibilités et nous avons envisagé dans ce but une étude systématique des dérivés thiazoliques à fonction latérale réductible. Si l'on pose *a priori* l'additivité des incréments la recherche des conditions de sélectivité suppose : *a*. la détermination des $E_{1/2}$ pour les dérivés

monosubstitués isomères; *b*. la connaissance des incréments $\Delta E_{1/2X}$ pour chacune des séries lorsqu'on introduit un substituant X dans une position déterminée par rapport à la fonction réductible.

Nous avons étudié sous ce double aspect les composés halogénés et nitrés du thiazole appartenant aux séries (I) à (V). Les polarogrammes correspondants ont été tracés pour chaque cas dans toute la gamme des pH et les valeurs indiquées pour $E_{1/2}$ sont données en valeur absolue (E. C. S.).



Les halogéno-2 *thiazoles* [*série* (I); X = Cl, Br, I] donnent une vague à 2F observable à tous les pH pour l'iode et le brome. Contrairement aux résultats obtenus pour la série du benzène et du thiophène, les $E_{1/2}$ augmentent (en valeur absolue) avec le pH en milieu acide; mais en milieu alcalin la vague de l'halogène redevient pratiquement indépendante du pH. La vague observée en milieu acide doit être attribuable à la réduction de l'ion thiazolium, plus facilement réductible que la base libre. Les $E_{1/2}$ à pH 1 (I, 0,24 V; Br, 0,59 V; Cl, 0,91 V) sont en effet, jusqu'à présent, les valeurs les plus faibles que l'on ait observées pour des dérivés halogénés. Les valeurs limites obtenues en milieu alcalin (I, 0,70 V et Br, 1,47 V) restent, elles-mêmes, très inférieures à celles des dérivés hétérocycliques correspondants [benzène, thiophène ([1]) et pyridine ([7])]. Ce résultat confirme l'analogie entre réduction polarographique et attaque nucléophile, car on sait que les halogéno-2 thiazoles sont très sensibles aux réactifs nucléophiles.

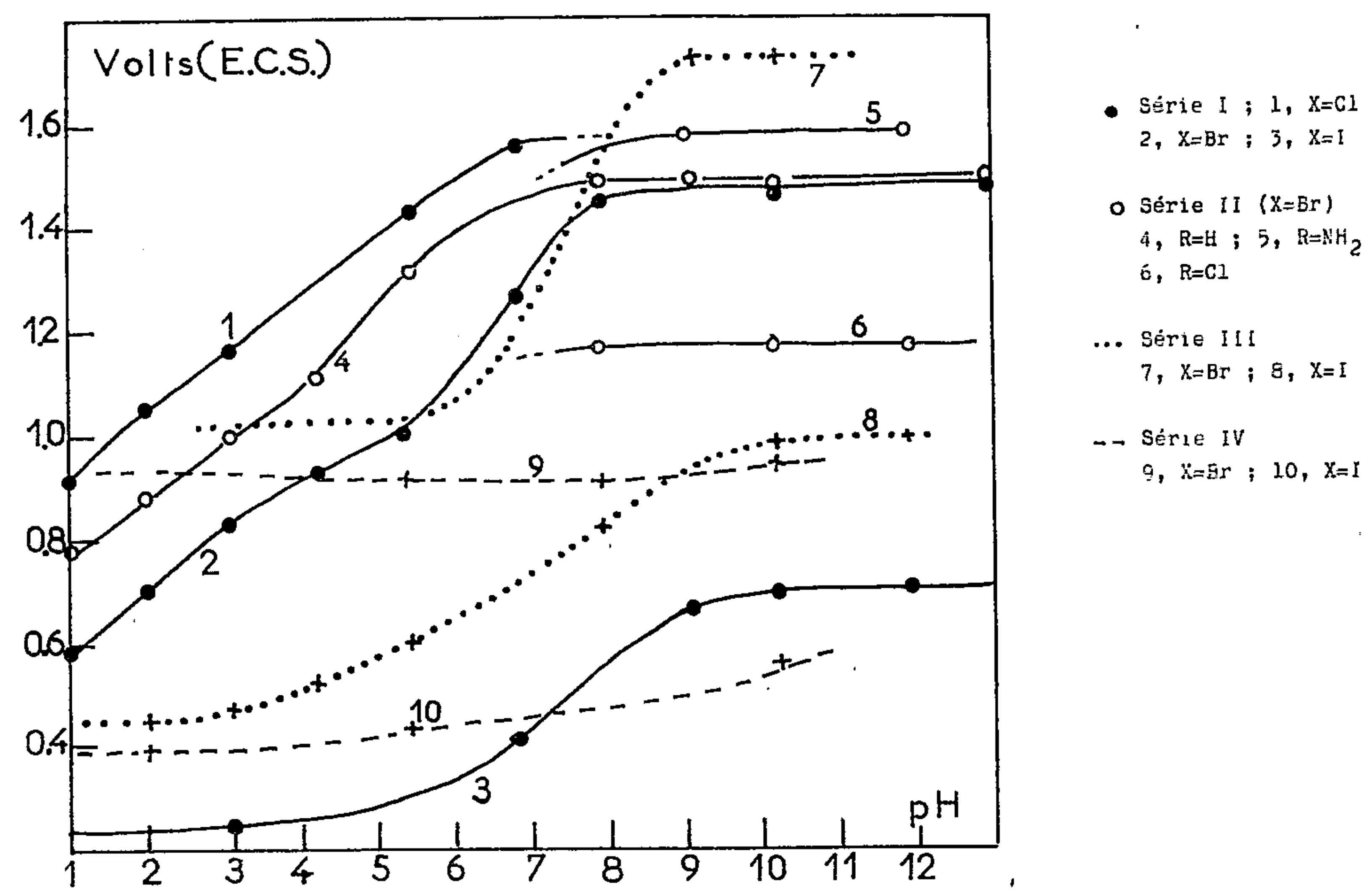
Les halogéno-5 *thiazoles étudiés* appartiennent aux séries (II), (III) et (IV).

En milieu alcalin la différence entre le bromo-2 et le bromo-5 thiazole est peu sensible, mais en milieu acide la vague du bromo-5 thiazole n'apparaît qu'à des potentiels nettement plus négatifs (environ 0,16 V). Cette différence est suffisante pour envisager un dosage sélectif des deux isomères.

Le problème des *incréments* a été étudié en *série* II avec X = Br et R = H, NH_2, Br et Cl. La présence de l'équilibre : ion thiazolium $\rightleftharpoons$ thiazol + H^+, en milieu acide, rend la comparaison très complexe dans cette zone et nous oblige à retenir uniquement les valeurs observées à pH > 8. On observe alors l'ordre suivant (en valeur absolue) :

$$E_{\frac{1}{2}}(Cl) < E_{\frac{1}{2}}(H) < E_{\frac{1}{2}}(NH_2),$$

conformément à la règle d'électronégativité. Pour le dibromo 2-5 thiazole les vagues des deux halogènes sont nettement séparées, et la deuxième vague (caractéristique du brome en 5) reste très voisine de celle du bromo-5 thiazole. Ce résultat montre que, pour un composé présentant deux fonctions réductibles, la réduction de la deuxième fonction se fait sous l'influence du produit de réduction de la première.



L'introduction d'un méthyl en 4 [*série* (III)] rend la réduction plus difficile. La différence entre le bromo-5 amino-2 thiazole et le méthyl-4 bromo-5 amino-2 thiazole est de l'ordre de 0,08 V et ce dernier ne donne qu'une vague peu nette et fortement irréversible aux pH alcalins.

La méthylation de l'azote hétérocyclique [*série* (IV)] modifie considérablement l'allure des courbes $E_{1/2} = f(\text{pH})$. On comparera à ce point de vue les courbes 7 et 8 d'une part, 9 et 10 d'autre part du graphique ci-contre. Dans le cas d'un composé méthylé à l'azote l'entité réductible reste en effet inchangée quel que soit le pH et l'on retrouve la caractéristique habituelle des composés halogénés : invariance du potentiel de demi-vague avec le pH. Ce dernier résultat confirme notre hypothèse selon laquelle la vague acide des autres composés doit être attribuable à l'ion thiazolium.

La série (V) (avec R = NH_2, $NHCOCH_3$, Cl, Br, OH) concerne essentiellement l'étude de la vague du groupement nitré. Tous les composés de ce type présentent bien une vague caractéristique de NO_2 mais l'évolution du polarogramme avec le pH est souvent complexe. Pour les halogéno-2 nitro-5 thiazoles

la hauteur de la première vague (environ 4 F) est pratiquement invariable avec le pH; la deuxième vague est mal définie et se confond avec celle de l'halogène. Mais pour les autres dérivés, en particulier le nitro-5 amino-2 thiazole, on observe, en milieu acide, des variations très importantes du courant de diffusion avec le pH. De plus, chez tous les dérivés nitrés, la vague du groupe nitré disparaît rapidement en milieu alcalin et il apparaît après hydrolyse une nouvelle vague vers 1,5 V. Les $E_{1/2}$ se classent dans l'ordre suivant (en valeur absolue) : $Br \leq Cl < NHCOCH_3 < NH_2 \leq OH$.

Les composés cités dans cette Note ont été préparés d'après les données de la littérature : série (I) (2); série (II) (3); série (V) (2), (5) et (6). Les composés (III) et (IV) nous ont été fournis par Mlle Y. Garreau (4).

Nous utilisons actuellement ces résultats polarographiques pour l'analyse des phénomènes cinétiques observés dans les différentes séries.

(1) J. Tirouflet, P. Fournari et J.-P. Chane, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1799, J. Tirouflet et J.-P. Chane, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 500.

(2) K. Ganapathi et A. Venkataraman, *Proc. Ind. Acad. Sc.*, 22-A, 1945, p. 362; G. Travagli, *Gazz. Chim. Ital.*, 78, 1948, p. 592.

(3) H.-C. Beyerman, P.-H. Berben et J.-S. Bontekoe, *Rec. Trav. Chim. Pays Bas.*, 73, 1954, p. 325.

(4) *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 1048.

(5) N.-P. Buu-Hoi, N.-O. Xuong et F. Zajdela, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1591.

(6) B. Priss, J. Ostertag et H. Erlenmeyer, *Helv. Chim. Acta*, 30, 1947, p. 1201.

(7) E. Gergely et T. Iredale, *J. Chem. Soc.*, 1953, p. 3226.

(*Faculté des Sciences, Dijon.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Constitution de la flavopéreirine, alcaloïde du* Geissospermum læve (*Vellozo*) *Baillon* (*Apocynacées*). Note de MM. **Orlando Bejar, Robert Goutarel, Maurice-Marie Janot** et **Alain Le Hir**, présentée par M. Marcel Delépine.

La flavopéreirine $C_{17}H_{14}N_2$ est un alcaloïde nouveau. L'examen des spectres d'obsorption ultraviolet et infrarouge et l'obtention de deséthylastyrine par deshydrogénation sélénique, permettent de le considérer comme une deséthyl-15 flavocoryline.

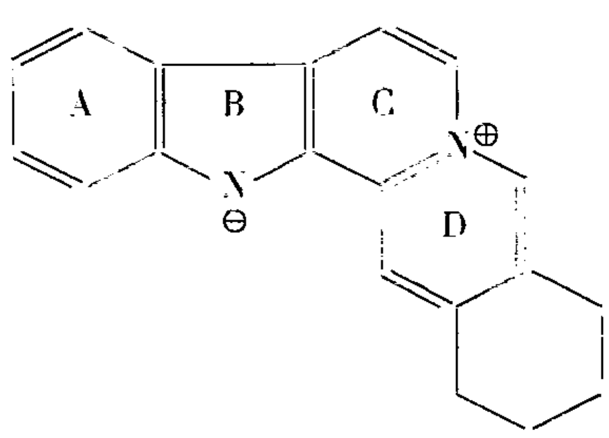
La flavopéreirine (1) est un alcaloïde retiré des écorces de *Geissospermum læve* (Vellozo) Baillon (Apocynacées), plante connue au Brésil sous le nom de « paô pereira ».

A la différence du principal alcaloïde du paô pereira, la geissospermine, qui est une base faible, la flavopéreirine est une base très forte; ce qui permet de les séparer l'une de l'autre. La flavopéreirine est isolée de la fraction des bases fortes, solubles dans le chloroforme, par chromatographie sur alumine. Elle

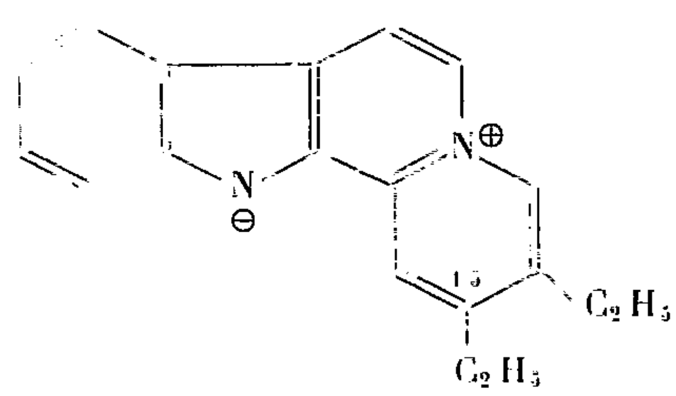
est éluée par le chloroforme contenant 1 % de méthanol. Elle donne un chlorhydrate cristallisé, mais est plus facilement purifiée sous forme de perchlorate (Rdt 190 mg de perchlorate par kilogramme d'écorces). Ce sel recristallisé plusieurs fois dans le méthanol se présente en fines aiguilles jaune pâle, fusibles à 308° (tube capillaire scellé sous vide).

Il répond à la formule brute $C_{17}H_{14}N_2$, ClO_4H (calculé % ; C 58,87; H 4,35; N 8,07; trouvé % C 58,6 — 58,9; H 4,3 — 4,5; N 8,0).

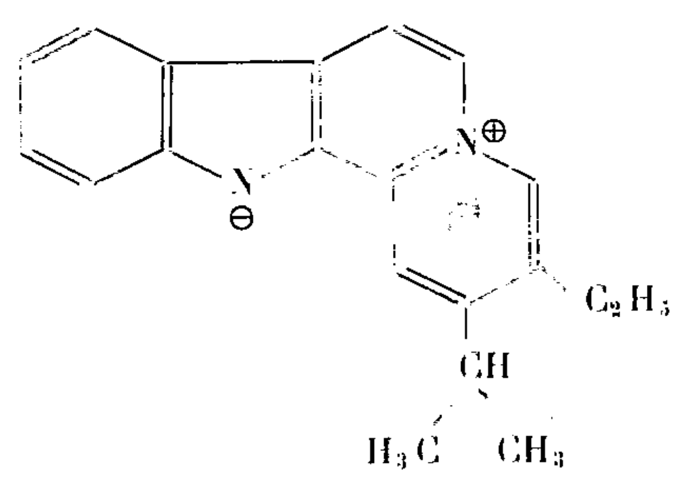
Les spectres ultraviolet en milieu neutre et en milieu alcalin sont pratiquement identiques à ceux de la sempervirine $C_{19}H_{16}N_2$ [2]. La flavopéreirine possède donc le même chromophore, c'est-à-dire le même enchaînement des quatre cycles insaturés A, B, C et D, que la sempervirine (I).



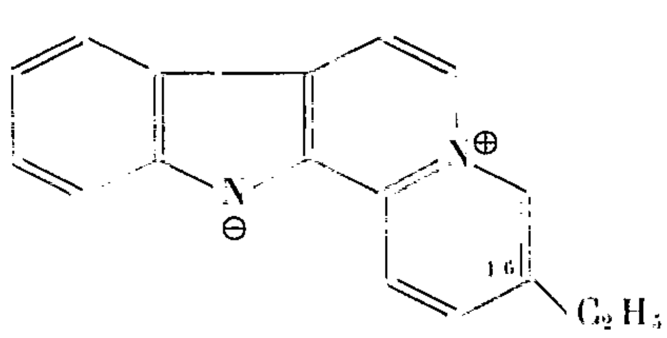
(I)



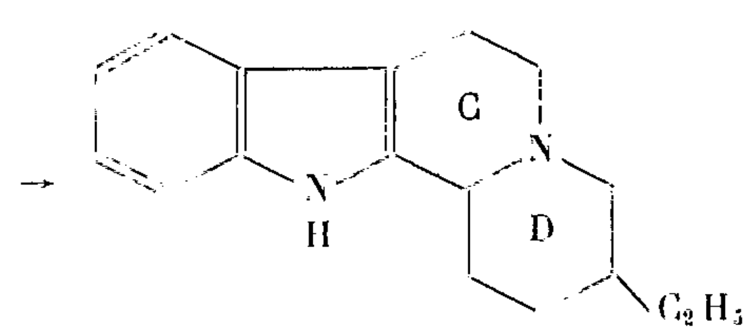
(II)



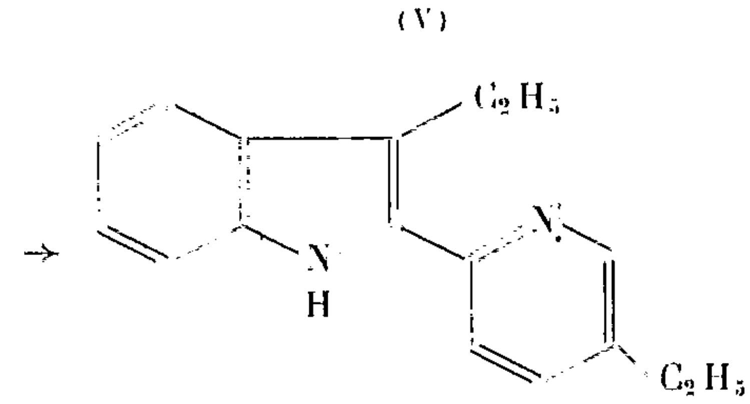
(III)



(IV)



(V)



(VI)

Ce chromophore existe aussi dans deux produits obtenus à partir de la corynanthéine : la flavocoryline $C_{19}H_{18}N_2$ (II) ([3]) et la flavocorynanthyrine $C_{20}H_{20}N_2$ (III) ([4]).

Le spectre infrarouge du perchlorate de flavopéreirine en suspension dans le nujol est très voisin de celui du perchlorate de sempervirine ([2]).

Par hydrogénation sous pression, en milieu alcalin et en présence de platine Adams, la flavopéreirine conduit à une substance dont le spectre ultraviolet est typiquement indolique. Dans cette réaction, il s'est donc fait une octahydroflavopéreirine par saturation des cycles C et D comme cela se produit pour la sempervirine dans les mêmes conditions ([5]). Cette octahydroflavopéreirine, qui n'a pas été obtenue à l'état cristallisé, a donné, par deshydrogénation sélénique, deux substances qui ont été séparées sous forme de picrates cristallisés. L'un de ceux-ci a été identifié avec le picrate de deséthylalstyrine : même point de fusion F 178° (en tube capillaire, corrigé et sans abaissement pour le mélange) et même spectre ultraviolet. Le deuxième picrate n'a pas été identifié.

La deséthylalstyrine possède la formule (VI), elle a d'abord été obtenue en 1951, à partir de la corynanthéine ([6]) et sa synthèse a été réalisée en 1954 par R. M. Anderson, G. R. Clemo et G. A. Swan ([7]).

Son obtention à partir de la flavopéreirine permet de placer en 16 le groupement éthyle et de compléter ainsi la formule de cet alcaloïde.

La flavopéreirine correspond donc à la formule IV, c'est une deséthyl-15 flavocoryline. Le produit indolique obtenu par hydrogénation catalytique possède la formule V.

([1]) L. O. Bejar, R. Goutarel, M.-M. Janot et A. Le Hir, *Ann. pharm. fr.*, 14, 1956, p. 334.

([2]) A. Le Hir, R. Goutarel et M.-M. Janot, *Bull. Soc. Chim.*, 21, 1954, p. 866.

([3]) R. Goutarel, M.-M. Janot et M.-C. Perezamador y Barron, *Bull. Soc. Chim.*, 21, 1954, p. 863.

([4]) R. Schwyzer, *Helv. Chim. Acta*, 35, 1952, p. 867.

([5]) A. Le Hir, R. Goutarel et M.-M. Janot, *Bull. Soc. Chim.*, 19, 1952, p. 1091.

([6]) M.-M. Janot et R. Goutarel, *Bull. Soc. Chim.*, 18, 1951, p. 588.

([7]) *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 2962.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

GÉOLOGIE. — *Relations tectoniques du Dôme de La Mure (Isère) et des régions annexes.* Note (*) de M. **Jean Sarrot-Reynauld**, transmise par M. Léon Moret.

L'étude tectonique de la région comprise dans la dernière boucle du Drac montre que les massifs du Seneppy et du Connexe sont autochtones et non pas charriés par dessus le Dôme de La Mure.

On sait ([1]) qu'après avoir longtemps admis l'autochtonie des montagnes

liasiques (Connexe, Seneppy), P. Lory, à partir de 1921, a interprété ces montagnes comme la région frontale d'une nappe dont la zone radicale se trouverait dans la région du Grand Serre et qui se serait écoulée, grâce au Trias salifère, par dessus le Dôme de La Mure, jouant le rôle de butoir, sous la poussée du rameau interne de Belledonne soulevé postérieurement au rameau externe (dont le Dôme de La Mure est la terminaison Sud). Ces idées l'amenèrent à considérer cette région comme l'équivalent de la « boutonnière » de Mégève, fenêtre à travers la nappe de Morcles-Aravis, poussée par dessus le Massif des Aiguilles-Rouges lors de la mise en place du Mont Blanc.

Après avoir examiné (2) les arguments stratigraphiques qui s'opposent à cette conception, nous envisageons maintenant les arguments tectoniques qu'on peut tirer de l'étude sur le terrain.

Les divers accidents qui affectent le Dôme de La Mure ou par lesquels il est en rapport avec les régions annexes montrent l'existence de plusieurs grandes directions tectoniques. Nous reviendrons ultérieurement sur la tectonique proprement hercynienne et sur les mouvements qui se sont poursuivis à partir du Permien pendant tout le Trias et le Lias jusqu'au Bajocien qui marque l'uniformisation des aires sédimentaires de la région. Les premiers mouvements qui ont affecté à la fois socle et couverture datent du Crétacé puisque la direction sensiblement Est-Ouest de nombre de plis ou accidents montre le prolongement vers le Nord des mouvements antésénoniens du Dévoluy. Ils se manifestent aussi dans les régions annexes, mais avec une intensité difficilement appréciable par suite de l'existence de faciès schisteux qui absorbent en quelque sorte les accidents. Ces failles à rejet compensateur ont en général un pendage Nord assez fort (3). Il est possible qu'une phase tectonique anténummulitique ait amené le chevauchement du Cristallin de Belledonne sur le synclinal de la Matheysine selon un style fréquent sur la bordure du Pelvoux, mais la tectonique alpine tertiaire est certainement prédominante.

Selon les idées de P. Lory (4), le contact entre le synclinal de la Matheysine et le Dôme de La Mure se ferait par une surface de chevauchement extrêmement sinueuse, issue de la zone des Bijards, pour se terminer à l'Ouest du rocher de Cognet. Or, les sondages effectués à Pierre Châtel et Petitchet, ainsi que les travaux des Houillères du Bassin du Dauphiné dans la région du Villaret, nous ont montré qu'on se trouvait en présence d'une grande faille de direction N 5° E, plongeant de 70° à l'Est et d'environ 400 m de rejet vertical. Cette faille s'est produite dans la région du Villaret, sur un anticlinal à cœur triasique, dont le flanc Est, fortement étiré, n'est souvent représenté que par des écailles verticales coincées dans le plan de faille. Parfois (Cimon) on rencontre encore un chapeau de calcaire de Laffrey au sommet de la voûte triasique. Ce style, identique

à celui des accidents du « tégument » proprement dit, joint aux faits que la faille affecte à la fois le socle hercynien et sa couverture ([5]) et que son tracé indiqué sur la troisième édition de la feuille Vizille au 1/80 000e, dessinée par J. Debelmas, est rectiligne, montre qu'on est bien en présence d'une fracture et non pas d'un contact par superposition de nappe de charriage. La bordure Ouest du Dôme de La Mure (contact avec le Seneppy) présente un accident du même style (faille sur un anticlinal à bord Est redressé et étiré) au bord du Drac, sous le village de Mayres, où l'on peut observer les crochons de faille dans le compartiment Est, effondré par rapport au compartiment Ouest, surélevé. Ceci est encore visible au col de Mayres, où le sommet de l'anticlinal triasique porte au Rocher de l'Aigle un chapeau de calcaire de Laffrey. Il est donc impossible de voir dans la faille de Mayres une surface de chevauchement, d'autant plus que nulle part dans le Seneppy on ne connaît deux séries superposées.

La terminaison Sud de l'accident de Mayres qui, selon les idées de P. Lory, comporte un tracé sinueux, est en réalité rectiligne. L'ennoyage du Dôme de La Mure, compliqué d'une faille Est-Ouest, amène, au Sud du Drac, la faille de Mayres à mettre en contact l'Aaléno-Bajocien et le Lias schisteux, tandis qu'au Nord elle met en contact l'Aalénien et le Trias. Il existe en fait en bordure du Seneppy trois accidents Nord-Est-Sud-Ouest parallèles, qui déterminent des compartiments différents. La coupe du Sud du Drac (Le Thaud, Villard de Touages, Villard-Jullien) est absolument analogue à celle du synclinal complexe de Bramefarine et de ses bordures tant au point de vue faciès qu'au point de vue tectonique.

La coupe du rocher de Cognet par le Drac montre, en plus d'un pli antésénonien faillé à Ponsonnas, l'existence de plis subverticaux très serrés qui peuvent se coucher soit à l'Est, soit à l'Ouest. (Reste à préciser si l'anticlinal de Cognet appartient au Dôme proprement dit ou au synclinal de la Matheysine.)

On peut observer un déversement analogue entre Bramefarine et les Merlins où le cœur du pli est marqué par un affleurement de Houiller productif. Le socle hercynien réapparaît également au Thaud, à la base du Connexe (galerie du Drac) où l'on observe une série absolument normale du Lias au Houiller ([3]) et à la galerie de Saint-Arey.

Il est impossible de trouver une différence de style entre Dôme et régions annexes : partout règne le régime des plis anticlinaux étirés. Dans le Sud du Dôme de La Mure, les seuls déversements observables le sont vers l'Est.

Dans la région au Nord de la faille de la Festinière, le régime des plis est plus serré, ce qui explique le léger chevauchement vers l'Est de certains anticlinaux triasiques sur les synclinaux aaléniens. C'est en particulier le cas à Laffrey, encore qu'on puisse penser que la faille Est-Ouest qui

coupe la barre triasique à l'entrée du bourg et pend vers le Nord permette d'expliquer partiellement ce chevauchement. En ce qui concerne la région des Bijards, nous avons vu que la mylonite, considérée longtemps comme un témoin du charriage par P. Lory, n'était qu'une brèche stratigraphique; la tête anticlinale de dolomie triasique et de calcaire de Laffrey qui se trouve à la base de la falaise n'est qu'un témoin de l'avancée du socle hercynien qui a refoulé la couverture sédimentaire lors de sa remontée, comme à Oris-en-Rattier où les micaschistes viennent chevaucher les séries liasiques et triasiques de la Matheysine.

La région des Combes de Champ, au Nord du Dôme de La Mure, présente des plis aigus mais non chevauchants : les sondages effectués un peu au Nord ont retrouvé (Cornage, Les Mattons) sous le Trias, le Houiller et les micaschistes.

Certains sondages tel celui de l'église de Notre-Dame-de-Vaulx ou de la Crouillonne ont montré une superposition de deux séries triasiques avec intercalation de Houiller (dans le « tégument », selon P. Lory); mais les travaux de la Mine ont montré qu'il s'agissait de plis déversés vers l'Est.

En résumé, il y a continuité stratigraphique et tectonique entre le Dôme de La Mure et ses bordures qui sont autochtones; le régime de chevauchement qui va se manifester plus au Nord n'existe pas encore, tout au plus les festons qui s'y développeront commencent-ils à s'esquisser au niveau de Laffrey et si la masse du Vercors s'est nettement écoulée par rapport au Dôme de La Mure, c'est surtout par suite d'un décollement dans le niveau plastique des marnes oxfordiennes et non pas dans le Trias.

Il serait nécessaire de dater avec précision ces déformations alpines mais ceci ne semble possible que par l'étude du Nord du Dévoluy et de la bordure du Pelvoux.

(*) Séance du 1er avril 1957.
(1) M. Gignoux et L. Moret, *Géologie dauphinoise*, Masson, 2e édit., 1952.
(2) J. Sarrot, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1806.
(3) J. Haudour et J. Sarrot, *Trav. Lab. Géol. Grenoble*, 32, 1954-1955, p. 15.
(4) *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, 44, n° 216, 1944.
(5) J. Sarrot, *Métallogénie et tectonique dans le Dôme de La Mure*, Congrès des *Sociétés savantes*, Bordeaux, 1957.

GÉOLOGIE. — *Découverte de Conodontes dans le Paléozoïque de la Montagne Noire*. Note de M. **Maurice Lys** et Mme **Bernadette Serre**, présentée par M. Gaston Delépine.

Découverte de Conodontes dans le Dénovien supérieur de la Montagne Noire ; leur fréquence et leur variété de formes caractérisent très nettement le Frasnien.

Dans le cadre des études micropaléontologiques du Paléozoïque en

France et au Sahara ([1]), les échantillons, prélevés en Montagne Noire (région Nord-Ouest de Béziers) dans des coupes de la carrière de Coumiac et des environs de Saint-Nazaire-de-Ladarez, nous ont fourni des conodontes relativement abondants. Il nous a paru intéressant d'en donner ici une liste représentative car ces organismes n'avaient jamais encore été signalés en France.

Parmi les échantillons de la série paléozoïque (Ordovicien inférieur à Viséen) ceux du Dévonien supérieur se signalent particulièrement : on a pu isoler 64 espèces appartenant à 24 genres avec des fréquences variables.

Le Frasnien à *Manticoceras intumescens* Beyrich et *Beloceras multilobatum* Beyrich renferme les espèces suivantes :

**Ancyrodella curvata* (Branson et Mehl);
Ancyrognathus euglypheus Stauffer;
Ancyrognathus cf. *iowaensis* Youngquist;
Apathognathus cf. *inversa* Sannemman;
**Apathognathus* cf. *lipperti* Bischoff;
Icriodus alternatus Branson et Mehl;
Icriodus curvatus Branson et Mehl;
Icriodus elegantulus Stauffer;
Icriodus cf. *nodosus* (Huddle);
Notognathella cf. *iowaensis* Youngquist;
Palmatolepis marginatus Stauffer;
Polygnathus hulkus Stauffer;
Polygnathus normalis Miller et Youngquist.

Le Frasnien seul contient les 4/5e des espèces trouvées en Montagne Noire et celles qui sont marquées d'un (*) le caractérisent nettement.

Le « Famennien » (trop imprécis d'après Bœhm) ne peut être considéré ici comme étage de référence et nous l'avons compris dans le Dévonien supérieur s. l.; il ne renferme d'ailleurs qu'un très petit nombre d'espèces caractéristiques [*Spathognathodus inornatus* (Branson et Mehl) et *Sp.* aff. *tridentatus* (E. R. Branson)].

D'une manière générale, le faciès dans lequel ils se trouvent en abondance est un calcaire compact à grain fin à « Éoptéropodes » ou Tentaculites. L'examen systématique des lames minces du Dévonien supérieur a permis de reconnaître la présence des conodontes dans la plupart des échantillons. Ils apparaissent sous la forme de petites taches jaunâtres (ambrées), très réfringentes et présentant les caractéristiques des phosphates à l'examen en lumière polarisée. Les sections, de contour plus ou moins limité, ont une dimension comprise entre 0,05 et 0,5 mm; relativement faible, cette dimension est en relation avec la taille des individus dégagés beaucoup plus petits dans la Montagne Noire qu'au Sahara.

Un nombre équivalent d'échantillons provenant de l'Ordovicien infé-

rieur, du Gothlandien, du Dévonien inférieur, du Viséen ont été traités spécialement; le Viséen seul a fourni quelques fragments. Malgré la coïncidence de fréquence avec le Sahara, on ne doit pas jeter l'exclusive sur les niveaux autres que le Dévonien supérieur, mais plutôt les rechercher dans des faciès propices à la prolifération des conodontes.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 916.

SÉDIMENTOLOGIE — *De l'origine des pisolithes des sources thermales.* Note de M. **Wladimir D. Nesteroff**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La formation des pisolithes des sources thermales est attribuée à une activité bactérienne.

Les milieux générateurs d'oolithes ou pisolithes sont de nos jours en nombre restreint : quelques gisements exceptionnels dans les mers, lacs, sources thermales, galeries de mines et de captages d'eau et enfin chaudières industrielles. Comme le mécanisme générateur de certains gisements actuels peut être très justement invoqué pour expliquer l'origine des gisements d'oolithes inclus dans les séries géologiques, il est souhaitable d'en bien connaître la nature. En particulier, il convient de se demander si ces diverses formations d'oolithes et pisolithes ont bien une origine commune. Il pourrait en effet ne s'agir que de phénomènes de convergence de forme.

Dans une Note précédente (1), j'ai étudié les oolithes marines actuelles et j'ai pu attribuer leur origine à l'activité d'Algues Cyanophycées. Les grandes séries géologiques de calcaires oolithiques qui correspondent toujours à d'anciens bassins marins peu profonds ou à des lacs semblent avoir été engendrés par des Algues. Il reste à examiner les autres modes de gisements actuels. Pour les pisolithes des chaudières, attribuables à une simple précipitation physicochimique, le milieu est trop éloigné des conditions naturelles. Il n'en est pas de même des sources thermales que je vais examiner maintenant.

Le problème de l'origine des pisolithes des sources thermales, souvent confondu avec celui des oolithes marines, a depuis longtemps retenu l'attention. Dès 1862, Cohn (2) attribuait aux végétaux inférieurs un rôle important dans la formation des pisolithes de Carlsbad. Linck pensait au dépôt d'une solution dans les eaux agitées, c'est-à-dire à des concrétions. A. Lacroix considérait que de telles pisolithes se formaient par enrobement mécanique de CO_3Ca autour d'un corps étranger. Il a défini, à propos de celles de Carlsbad, une nouvelle variété de CO_3Ca : la *ctypéite*,

et montré que, dans les sources de Madagascar et d'Hammam Mescoutine, on retrouvait cette variété minéralogique. Brussoff [3], en décalcifiant des pisolithes de la source d'Aix-la-Chapelle, avait observé des dépouilles de Bactéries et avait rendu ces organismes responsables de ces formations. Malheureusement, ses travaux sont restés ignorés. Enfin, L. Cayeux pensait que la théorie de Linck pouvait s'appliquer aux pisolithes des sources thermales.

Toutes ces conceptions, sauf l'étude de Brussoff, sont d'un caractère hypothétique et ne reposent sur aucune observation décisive. J'ai donc repris l'étude des pisolithes des sources thermales de Carlsbad et de Madagascar (Mahatsinjo).

Je leur ai appliqué la méthode que j'ai spécialement mise au point pour la recherche de l'origine d'un dépôt calcaire, en procédant par décalcification, coloration et observation des résidus organiques [4]. Dans tous les échantillons, la décalcification permet de dégager de fines coques concentriques formant les pisolithes. Chaque coque laisse subsister après décalcification une *trame organique* contenant de nombreuses dépouilles de Bactéries. Ces observations corroborent les travaux de Brussoff et me permettent, grâce aux nombreux échantillons de référence que j'ai étudiés précédemment, d'attribuer sans ambiguïté la formation des pisolithes des dépôts des sources thermales à l'activité bactérienne. Cette structure en minces films calcaires se recouvrant successivement est d'ailleurs bien dans le caractère des dépôts bactériens : élevages expérimentaux du type Lalou [5], « beachrocks », ciment intersticiel des trottoirs à *Tenarea* [4].

Les autres milieux générateurs de pisolithes : galeries de mines et de captages d'eau, etc. nécessiteraient chacun une étude particulière. Il est impossible en l'absence de tests de laboratoires de les rattacher à l'un des cas envisagés ci-dessus.

En conclusion, il apparaît que la structure oolithique ou pisolithique peut être engendrée par le jeu de facteurs divers, dont trois nous sont actuellement connus : activité d'Algues, de Bactéries ou précipité physico-chimique.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1047.
(2) On trouvera une excellente bibliographie *in* L. CAYEUX : *Les Roches, sédimentaires de France. Roches carbonatées*, Paris, 1935.
(3) *Botanischen Institut der Technischen Hochschule Aachen*, 1933, p. 170.
(4) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6, n° 6, 1956, p. 381.
(5) *Thèse Sciences*, Paris, 1955.

(*Laboratoire de Géographie physique et de Géologie dynamique, Faculté des Sciences, Paris.*)

MICROPALÉONTOLOGIE. — Cayeuxidæ *nov. fam.*, *organismes à squelette du Briovérien*. Note de M. MAURICE-J. GRAINDOR, présentée par M. Paul Fallot.

Les phtanites du Briovérien de Normandie (étage de la Lande des Vardes X^{2a}) contiennent, comme ceux de Lamballe (Côtes-du-Nord), des microorganismes siliceux. L. Cayeux les considérait comme des radiolaires ([1]); Rust, à qui furent soumises ces préparations, ne contesta pas leur caractère siliceux, mais estimait qu'il s'agissait de loges dissociées de foraminifères.

La détermination de ces microfossiles est incontestablement délicate du fait des tailles très petites (en moyenne 10 μ). Les conditions de conservation fort inégales accroissent les difficultés de recherche : la décomposition soit en sels ou en oxydes de fer, soit en charbon ou en graphite est fréquente.

Les préparations que j'étudie depuis six ans m'ont fourni des clichés photographiques très nets sur lesquels ont été calqués les figures ci-jointes. Pour éliminer tout doute sur des illusions optiques, j'ai utilisé des lames porte-objet en verre non dépoli, sans couvre-objet; les photographies ont été faites en lumière monochromatique, pour éliminer les phénomènes de diffraction importants à cette limite d'utilisation du microscope optique, de même que l'examen en lumière polarisée.

L'existence de structures réticulées minérales ne fait aucun doute; le minéral donne des teintes de polarisation plus élevées que celles de la silice qui forme la masse des préparations, il n'est pas impossible qu'il s'agisse de calcédoine. Le plus souvent, ces réseaux minéraux, constituant des squelettes, sont englobés dans une sphère non siliceuse et optiquement amorphe, parfois jaune en lumière naturelle; il semble qu'on doive attribuer ces auréoles à une substance originellement organique. Toutefois, du point de vue biologique, je n'ai aucun élément me permettant de suivre L. Cayeux dans son diagnostic de radiolaires; mais rien ne démontre qu'il se soit trompé. C'est pourquoi je propose de placer ces microorganismes formant une famille parmi les « Incertæ Sedis » : les *Cayeuxidæ* nov. fam., organismes à squelette siliceux. Cette famille comprend actuellement deux genres, dont l'un, bien déterminé, est défini ci-dessous : *Cayeuxipora*.

Cayeuxipora nov. gen. — *Cayeuxidæ* à squelette globuleux (sphérique ou elliptique) formé par un réticule à mailles polygonales, englobant à l'intérieur de la matière organique et revêtu d'une membrane également organique. Les diverses espèces paraissent assez nombreuses, quatre recon-

nues avec certitude à plusieurs exemplaires sont définies ici, elles sont distinguées par la forme des réseaux et leurs mailles.

Cayeuxipora falloti nov. sp. Caractères : Squelette sphérique; mailles de deux dimensions, disposées suivant des méridiens différents, les petites mailles semblent former une sorte de plaque. Existence de cornes ou processus. Dimensions : squelette 10 μ de diamètre, cornes 4-5 μ de long. Holotype : préparation 55, cliché 55-04, Pont d'Étonneville (Le Vast, Manche). Paratypes : même préparation et Lande des Vardes, Bretteville-les-Cordeliers (Manche) (*fig.* 1).

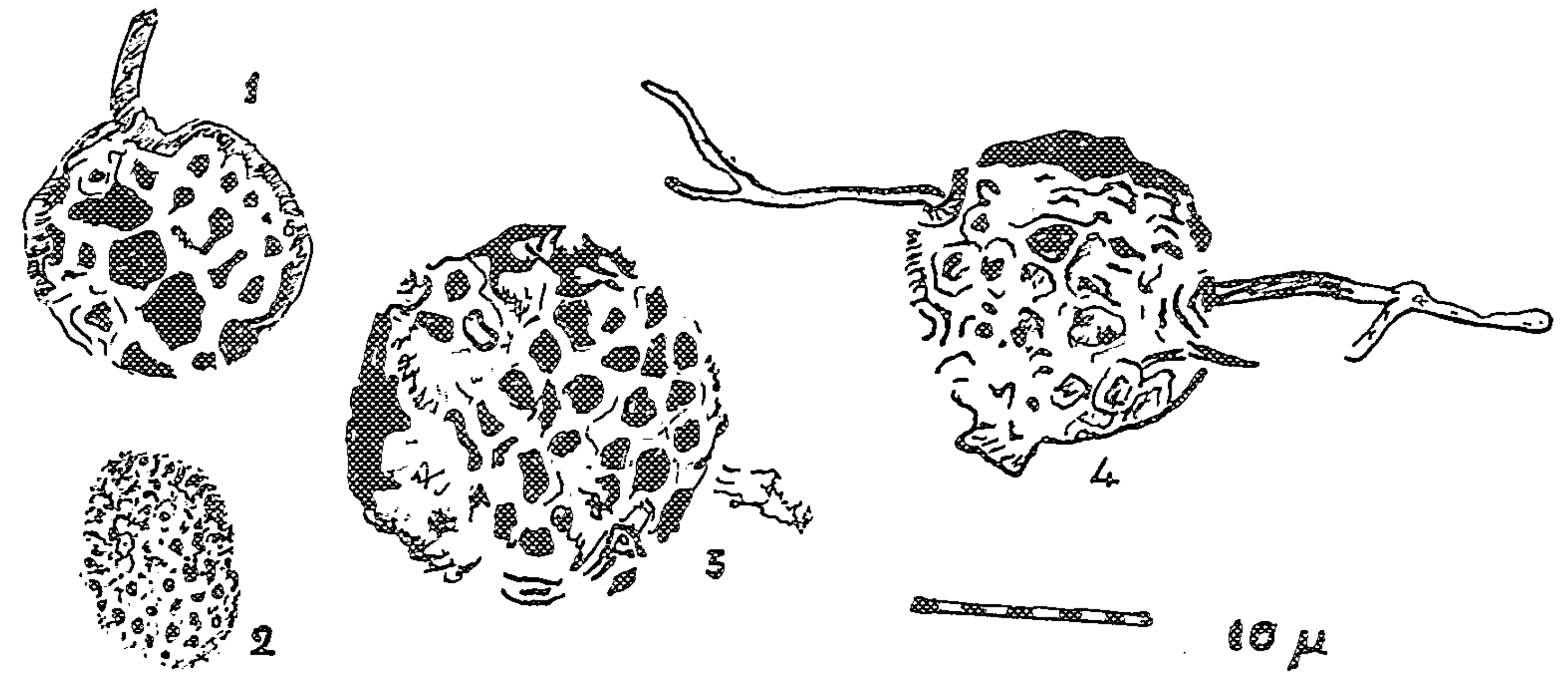


Fig. 1, 2, 3, 4. — *Cayeuxipora* nov. gen., microfossiles « incertæ sedis » du Briovérien X^{2a}.
1. *C. falloti* nov. sp.; 2. *C. pruvosti* nov. sp.; 3, *C. dangeardi* nov. sp.; 4. *C. robloti* nov. sp.

Cayeuxipora pruvosti nov. sp. — Caractères : Squelette sphérique; mailles hexagonales de même dimension, le diamètre des ouvertures est environ le triple de la largeur de la paroi entre deux ouvertures. Diamètre du squelette : 15 μ. Présence de cornes ou processus observée irrégulièrement. Holotype : préparation 127; clichés 127-02 et 127-03, Bretteville-les-Cordeliers (Manche). Paratypes : même localité, préparations 126 et 127 (*fig.* 2).

Cayeuxipora dangeardi nov. sp. — Caractères : Squelette ellipsoïdal. Mailles hexagonales de même dimension, le diamètre des ouvertures du squelette est sensiblement égal à l'épaisseur du squelette entre deux ouvertures. Diamètres du squelette : 6 et 8 μ. Présence incertaine de processus de matière organique (absent dans l'holo- type). Holotype : préparation 55; clichés 55-19 et 55-20, Pont d'Étonneville (Le Vast, Manche). Paratypes : préparations 126 (Bretteville-les-Cordeliers, Manche) et 55 (*fig.* 3).

La découverte d'un autre genre a été faite par M.-M. Roblot qui collabore à ces recherches depuis quelque temps.

Cayeuxipora robloti nov. sp. — Caractères : Squelette constitué par un réseau régulier rappelant l'espèce *Cayeuxipora pruvosti* précédemment

décrite, mais de dimensions plus petites. La coque porte un col qui, selon des observations faites sur des paratypes, était probablement ouvert; en quelques cas, une apparence de gerbe laisse penser à une sortie de matière organique par ce col; de plus cette espèce se caractérise par des filaments originellement protoplasmiques sortant de la coque et évoquant des flagelles à extrémité dichotomisée; sur la coque, existence de petites épines de 3 μ de long et de moins de 1 μ de large à la base; diamètre de la coque : 12-13 μ; longueur des flagelles : 15 μ. Holotype : préparation 403, Lande des Vardes (Courcy, Manche); clichés 403-09 et 403-10. Paratypes dans la même préparation (*fig.* 4).

Le deuxième genre, non décrit en détail mais dont l'essentiel sera seulement mentionné, est le genre *Cayeuxistylus*.

Cayeuxistylus nov. gen. — *Cayeuxidæ* dont le squelette porte une apophyse épineuse assez longue en général.

Conclusion. — La découverte par Ch. Barrois et L. Cayeux de microogranismes fossiles dans les phtanites de Lamballe fut discutée et leur assimilation à des radiolaires a fait l'objet de contestations.

Une étude approfondie de traces identifiées dans les couches du Briovérien X^{2a} oblige à confirmer, quant au principe, la découverte de L. Cayeux. En s'entourant de toutes les précautions pour ne pas se laisser abuser par quelque aspect fortuit, il faut constater que des microorganismes de l'ordre de 10 μ, à squelette siliceux, sont conservés dans ces assises; ils ne peuvent être valablement rattachés à aucun groupe connu. La constance de certains types observés dans une centaine de préparations incite à les distinguer temporairement : l'avenir dira la signification biologique et systématique qu'il conviendra de leur attribuer.

(¹) L. Cayeux, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 3ᵉ série, 22, 1894, p. 197-228, 1 pl.; *cf.* aussi C. Barrois, *Comptes rendus*, 115, 1892, p. 327.

GÉOPHYSIQUE. — *Interprétation de la luminescence nocturne de la raie rouge de l'oxygène.* Note (*) de M. **Daniel Barbier**, présentée par M. Pierre Lejay.

Une formule empirique permet de rendre compte approximativement de l'intensité de la raie rouge à partir des données ionosphériques pendant la première partie de la nuit. Un phénomène supplémentaire, peut-être une arrivée d'air arctique, complique l'interprétation des observations pendant la seconde partie de la nuit.

1. Bates et Massey [1] ont suggéré que la recombinaison électronique dans la couche F de l'ionosphère ainsi que l'émission de la raie rouge de

la luminescence nocturne pourraient provenir de la réaction

$$O_2^+ + e \rightarrow O' + O''.$$

Nicolet ([2]) a, en outre, montré que la production des ions O_2^+ pourrait se produire par échange électronique

$$O^+ + O_2 \rightarrow O + O_2^+.$$

Cette dernière réaction étant la plus lente, il en résulterait que l'émission des quanta par unité de temps et par unité de volume serait proportionnelle à $n(O_2)n(e)$. Bates ([3]) a conclu que le processus permet bien de rendre compte des propriétés observées du coefficient de recombinaison dans la couche F.

Saint-Amand ([4]) a montré qu'il existe une corrélation entre les propriétés de l'ionosphère et l'intensité de la raie rouge. La présente étude confirme ce fait, mais certains des résultats discutés ici diffèrent de ceux obtenus par cet auteur, en partie sans doute parce que sa technique d'observation ne lui permettait pas d'éliminer la lumière parasite due à une bande de OH.

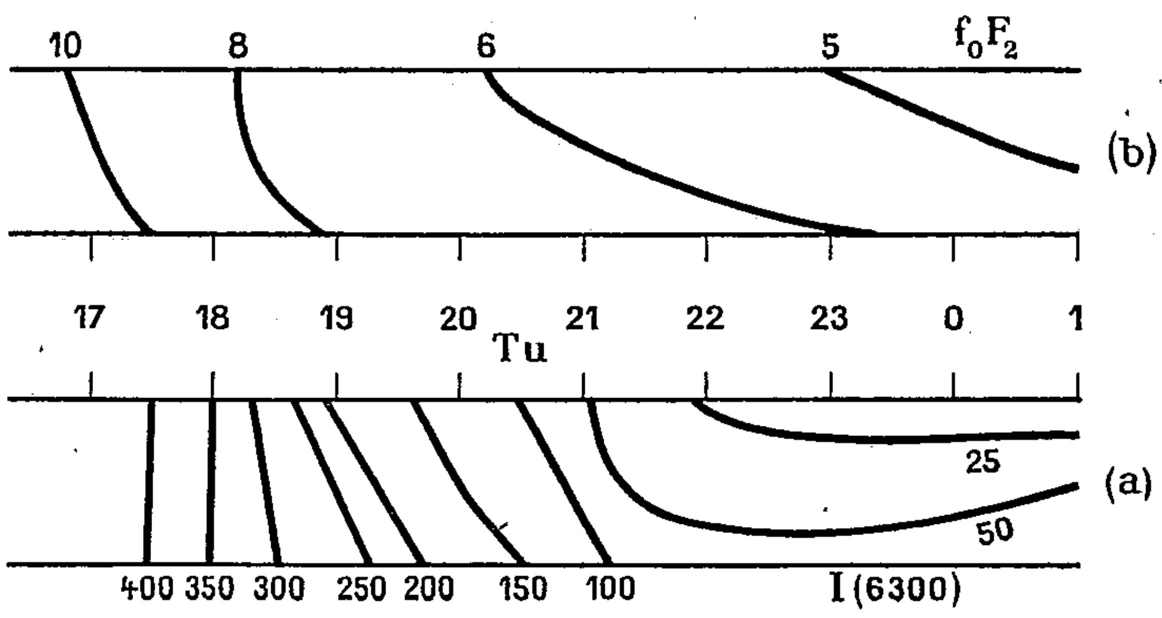


Fig. 1.

a. Intensité en mégaquanta par seconde dans une colonne verticale de 1 cm² de section droite.
b. Fréquence critique de la couche F.

La largeur de la bande étudiée est de 800 km de part et d'autre de l'Observatoire de Haute-Provence. La figure se rapporte au solstice d'hiver.

2. Il résulte d'une Note précédente ([5]) que pendant la première partie de la nuit, tout se passe comme si l'émission de la raie rouge se produisait dans une couche située à 300 km d'altitude dont l'intensité varierait en fonction du temps local. La figure 1 *a* représente cette intensité pour le mois de décembre. La figure 1 *b* donne une représentation analogue de la fréquence critique f_0 de la couche F, proportionnelle à la racine carrée de la densité électronique maximum n_e d'après les résultats ionosphériques ([6]). Ces deux figures présentent une certaine analogie, mais alors que l'intensité varie dans un rapport qui dépasse 15, la densité électronique n_e varie seulement dans un rapport 4.

La formule empirique suivante permet de rendre compte en moyenne des mesures photométriques des mois d'octobre à décembre 1956, à l'aide des données ionosphériques

$$I = 5{,}83.10^6 f_0^2 e^{-\frac{h'-200}{88}},$$

où h' est la hauteur équivalente de la couche F. La figure 2 montre la corrélation, déjà satisfaisante, entre les intensités mesurées au Nord et les valeurs calculées à partir des données de la station De Bilt qui se trouve très sensiblement à la verticale du point étudié.

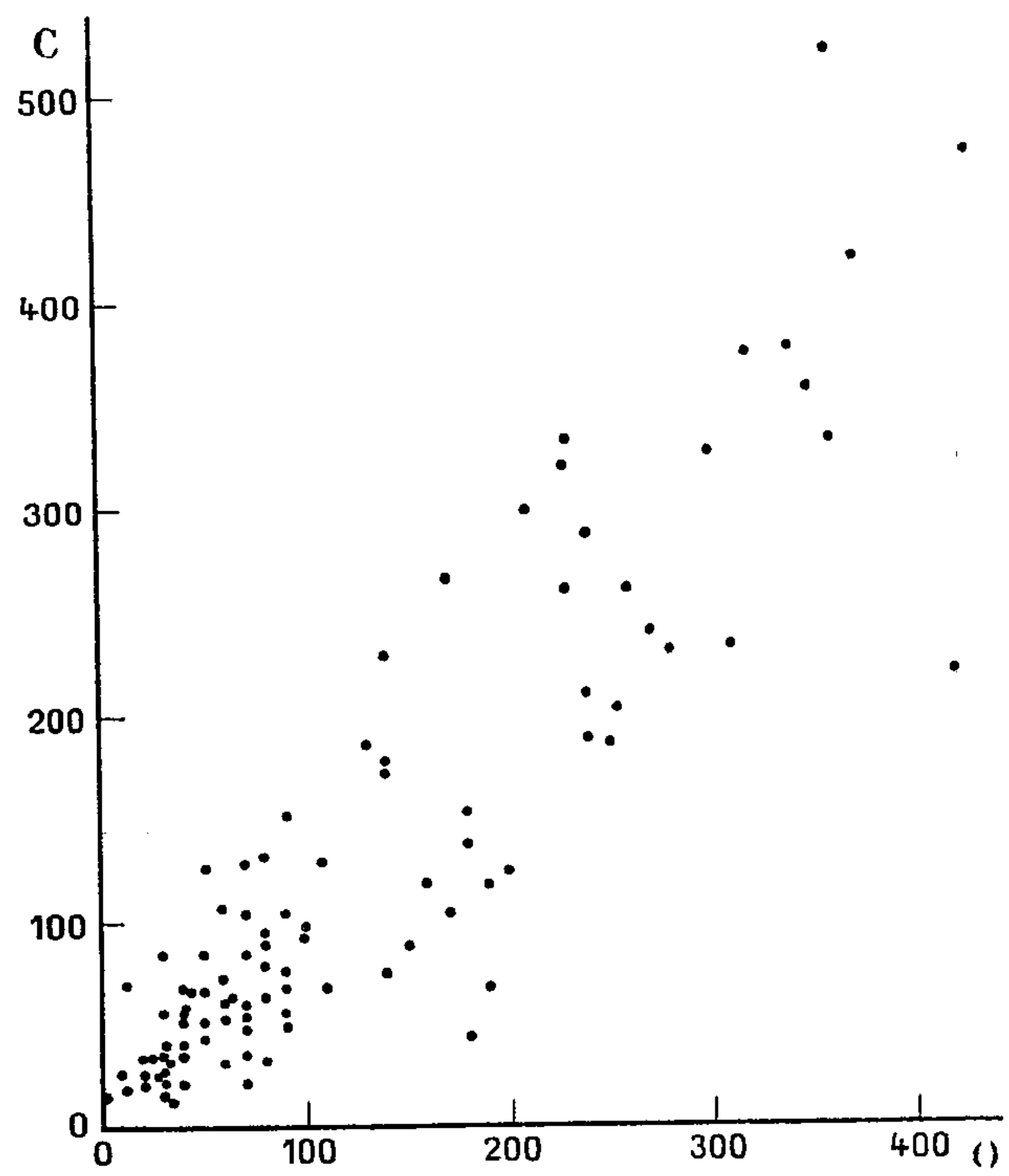


Fig. 2. — Comparaison entre les valeurs observées de l'intensité de la raie rouge et les valeurs calculées à partir des données ionosphériques.

Le terme exponentiel de la formule, en grande partie, doit rendre compte de la variation avec l'altitude de la densité de l'oxygène moléculaire.

3. La deuxième partie de la nuit est caractérisée photométriquement par une luminosité qui apparaît au Nord et s'étend graduellement sur le ciel tout entier; ce phénomène n'apparaît absolument pas dans les observations ionosphériques. On pourrait songer à l'expliquer par une arrivée d'air d'origine arctique, peu dissocié, surtout en hiver, arrivée qui se produirait au-dessus du niveau d'ionisation maximum. Une idée de même nature a déjà été émise par Seaton [7] pour rendre compte de la disparition de la couche F pendant les très grandes aurores.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Proc. Roy. Soc.*, A 187, 1946, p. 261.

(2) *Phys. Rev.*, 93, 1954, p. 633.

(3) *Solar eclipses and the ionosphere*, Pergamon Press, Londres, 1956, p. 191.

(4) *Ann. de Géoph.*, 11, 1955, p. 450.

(5) D. Barbier, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1809.

(6) Martyn, *The Physics of the Ionosphere*, Physical Society, Londres, 1955, p. 260.

(7) *J. Atm. Terr. Phys.*, 8, 1955, p. 122.

OCÉANOGRAPHIE. — *Contribution à l'étude physicochimique de la sédimentation calcaire*. Note de M. **André Rivière** et Mlle **Solange Vernhet**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La réserve alcaline et le pH élevés des eaux à faible salure des étangs littoraux s'expliquent par le jeu de la loi d'action de masse. Ce même mécanisme physico-chimique permet l'interprétation d'observations jusqu'ici inexpliquées. Conséquences océanographiques.

De nombreuses mesures faites au cours de l'été 1956 nous ont montré que l'eau des étangs du Languedoc présentait le plus souvent des pH supérieurs à celui de l'eau de mer, atteignant parfois 9, sans qu'une activité exceptionnelle de la photosynthèse puisse être invoquée. Nous avons étudié au laboratoire la salinité et la réserve alcaline (laquelle correspond sensiblement à l'ensemble des carbonates de calcium et magnésium en solution) d'un certain nombre d'échantillons. La salinité a été déterminée par conductibilité, en pourcentage de la salinité d'une eau de mer littorale prélevée dans la même région. La réserve alcaline a été exprimée par rapport à 1 l d'eau et prise égale à la quantité d'une solution acide normale correspondant au point d'inflexion des courbes de neutralisation. Les résultats sont les suivants :

	Réserve alcaline en ml acide normal.	Salinité (%).
Eau de mer de référence	2,68	100
Étang de Leucate	3,52	70
Étang de l'Aute	3,2	56
Étang de Sijan (région Est)	3,24	66

Il est évident que deux des valeurs obtenues pour la réserve alcaline ne peuvent être considérées comme saturantes. Il apparaît cependant que la diminution de la salinité (dans des conditions données de température, de pH et de teneur en CO_2) permet une augmentation considérable de la réserve alcaline maxima. Le fait que la réserve alcaline des eaux douces peut atteindre des valeurs encore beaucoup plus grandes (4,36 pour l'eau de la distribution urbaine) souligne le sens de ces résultats.

On sait que le carbonate de calcium se solubilise à l'état de bicarbonate suivant la réaction réversible

$$(1) \qquad CO_3Ca + CO_2 + H_2O \rightleftharpoons (CO_3H)_2Ca.$$

Le bicarbonate (sel d'acide faible et de base forte) s'hydrolyse suivant la réaction réversible

$$(2) \qquad (CO_3H)_2Ca + 2H_2O \rightleftharpoons 2CO_3H + Ca^{++} + 2OH^-.$$

L'acide carbonique acide faible est peu dissocié, tandis que la chaux, base forte, l'est fortement, ce qui donne à l'eau de mer son alcalinité. Si nous appliquons la loi d'action de masse à la réaction (2), on voit que toute augmentation de la concentration du milieu en ions Ca^{++} (compte devant être tenu de ceux qui proviennent des sulfates), tend à diminuer l'hydrolyse, d'où une augmentation de la concentration en bicarbonate non hydrolysé. Celle-ci, à son tour, fait rétrograder la réaction (1), amenant une sursaturation en CO_3Ca qui tend à précipiter. Inversement la diminution de la concentration totale en ions Ca^{++}, par exemple par suite de dilution, se traduira nécessairement par une augmentation de l'hydrolyse du bicarbonate, d'où une diminution de la concentration en bicarbonate, non hydrolysé. En raison de la réaction (1), ce fait ne peut que favoriser la dissolution d'une nouvelle quantité de carbonate, d'où l'augmentation de la réserve alcaline.

Cette application de la plus simple des lois de la physicochimie a les conséquences suivantes :

1° La dilution d'une eau de mer dont la réserve alcaline serait saturante lui permet d'augmenter celle-ci (sans baisse du pH) par la dissolution de quantités de calcaire plus grandes que ne le comporterait la seule augmentation du volume de la solution. Ainsi s'explique la valeur élevée de la réserve alcaline dans les étangs dont la salure est inférieure à celle de l'eau de mer.

Si les eaux ainsi enrichies en carbonates dissous sont ramenées par évaporation à salure normale, la réserve alcaline saturante diminue et il y a nécessairement précipitation de carbonate de chaux. La formation de grès calcaires en certains points des étangs de Camargue et du Languedoc relève probablement de ce mécanisme, la précipitation pouvant d'ailleurs être favorisée par des augmentations de pH liées à des actions bactériennes.

2° La réserve alcaline étant toujours faible par rapport aux sulfates dissous, la dissolution entraîne nécessairement — même s'il y a éventuellement augmentation des carbonates dissous — une baisse de la concentration *totale* en ions Ca^{++}. Si la concentration en CO_2 dissous reste constante, la réaction réversible (2) implique nécessairement une augmentation de la concentration en ions OH^-, donc une élévation du pH, ce qui a été observé dans les étangs.

3° L'évaporation de l'eau de mer amène une augmentation de la concentration totale en ions Ca^{++} et, par suite, la régression des réactions (1) et (2). Même sans variation du pH, il en résulte nécessairement une réduction de la réserve alcaline saturante et une tendance à la précipitation des carbonates. Ainsi s'explique le fait qu'on observe simultanément dans

les mers tropicales soumises à une évaporation intense : une augmentation de la salinité, une diminution de la réserve alcaline et une précipitation de carbonate de chaux [1].

4° Mlle Claude Lalou a récemment montré qu'en l'absence d'un stock calcaire préexistant, la réduction anaérobie des sulfates de l'eau de mer ne donne pas de précipitation carbonatée [2]. L'explication de cette anomalie apparente est la suivante : la réduction des sulfates ne peut évidemment pas entraîner l'augmentation de la concentration totale en ions Ca^{++}. Dans ces conditions, il ne saurait y avoir déplacement des équilibres (2) et (1) et il ne se produit pas de précipitation de carbonate.

5° On sait que les coraux et d'une manière générale la plupart des êtres marins, tirent le calcium qui leur est nécessaire des sulfates dissous. Il peut donc en résulter, au moins localement, une diminution de la concentration totale en ions Ca^{++}, favorisant les réactions (2) et (1). Peut-être y a-t-il là une explication de certains phénomènes de dissolution (sans négliger d'ailleurs la plus grande solubilité de l'aragonite).

Compte tenu des données acquises par ailleurs sur le rôle du pH et sur celui d'une variation éventuelle de la concentration en ions alcalins (lesquels ne sont pas mis en cause), l'application de la loi d'action de masse semble devoir donner une facile interprétation de la plupart des constatations d'apparence paradoxale auxquelles a donné lieu l'étude de la sédimentation calcaire.

D'un point de vue océanographique général, il apparaît que les seules régions dans lesquelles on doive s'attendre à rencontrer des réserves alcalines saturantes (donnant lieu à des précipitations à la moindre augmentation de la concentration ou du pH) sont celles dans lesquelles la salinité s'accroît par suite de l'évaporation. Au contraire, dans les régions dont la salinité décroît (par suite de précipitations ou d'apports fluviatiles), il faut s'attendre à observer des phénomènes de dissolution, alors même que la réserve alcaline est élevée (mais sans être saturante). Dans ces régions, l'augmentation de pH produite par une photosynthèse intense ne peut provoquer la précipitation de carbonate de chaux.

Le fait que la réserve alcaline des eaux douces puisse devenir très supérieure à celle des eaux marines donne à penser que les apports fluviatiles doivent jouer un rôle important dans la sédimentation carbonatée.

Les principes énoncés s'appliquent nécessairement aux eaux continentales et, en particulier, à celles des cuvettes d'évaporation.

On notera enfin que les équations (1) et (2) se prêtent au calcul numérique des états d'équilibre, mais le fait que la réserve alcaline comporte en dehors du calcium et de l'acide carbonique du magnésium et des acides faibles fixes semble devoir rendre difficile la détermination des coefficients.

(1) P. Cloud, communication orale.
(2) Communication Congrès Sédimentologie Marseille, 1956 (sous presse).

(*Laboratoire de Sédimentologie, Faculté des Sciences, Paris.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur le rôle des écailles dans la résistance au froid des bourgeons de Marronnier :* Aesculus Hippocastanus. Note de M. **Louis Genevès**, présentée par M. Raoul Combes.

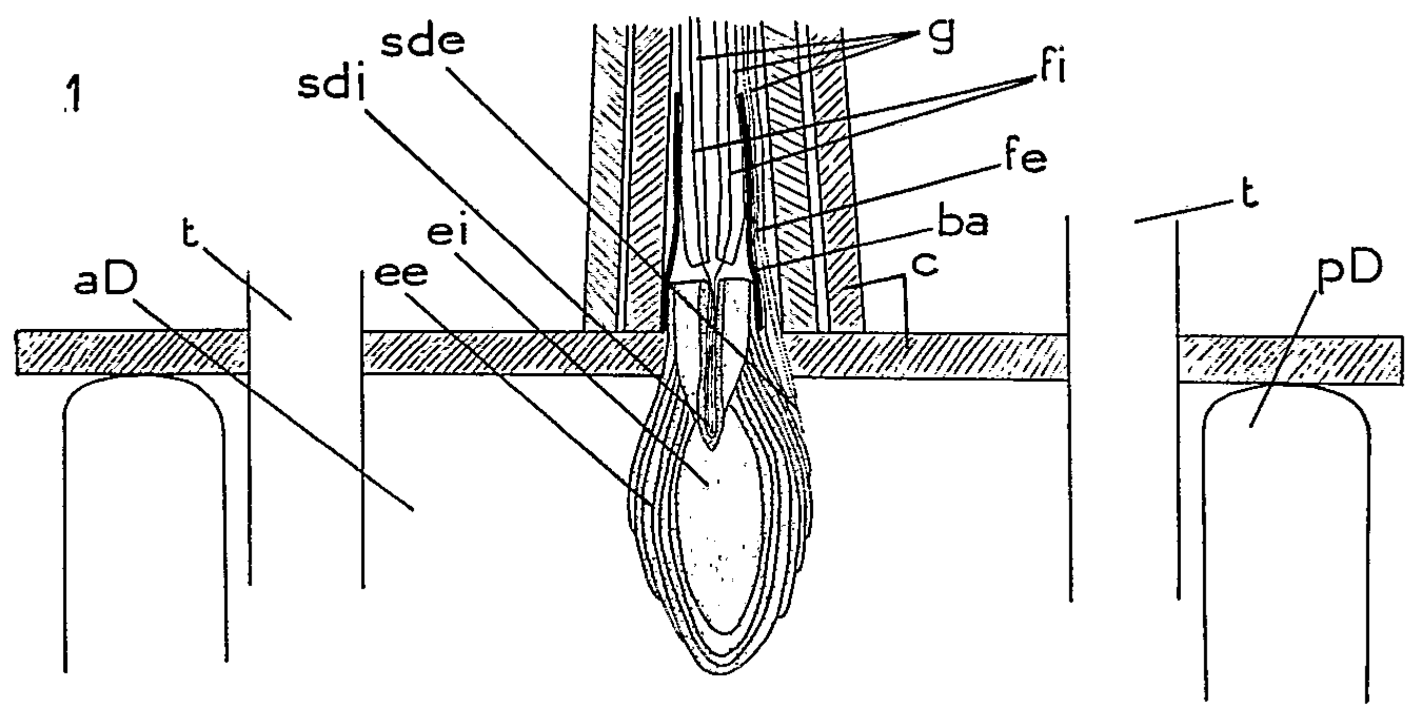
Malgré les écailles qui l'entourent, le point végétatif de Marronnier se refroidit ou se réchauffe presque aussi vite que l'atmosphère. La protection classiquement attribuée aux enveloppes du bourgeon contre les gelées de l'hiver est illusoire.

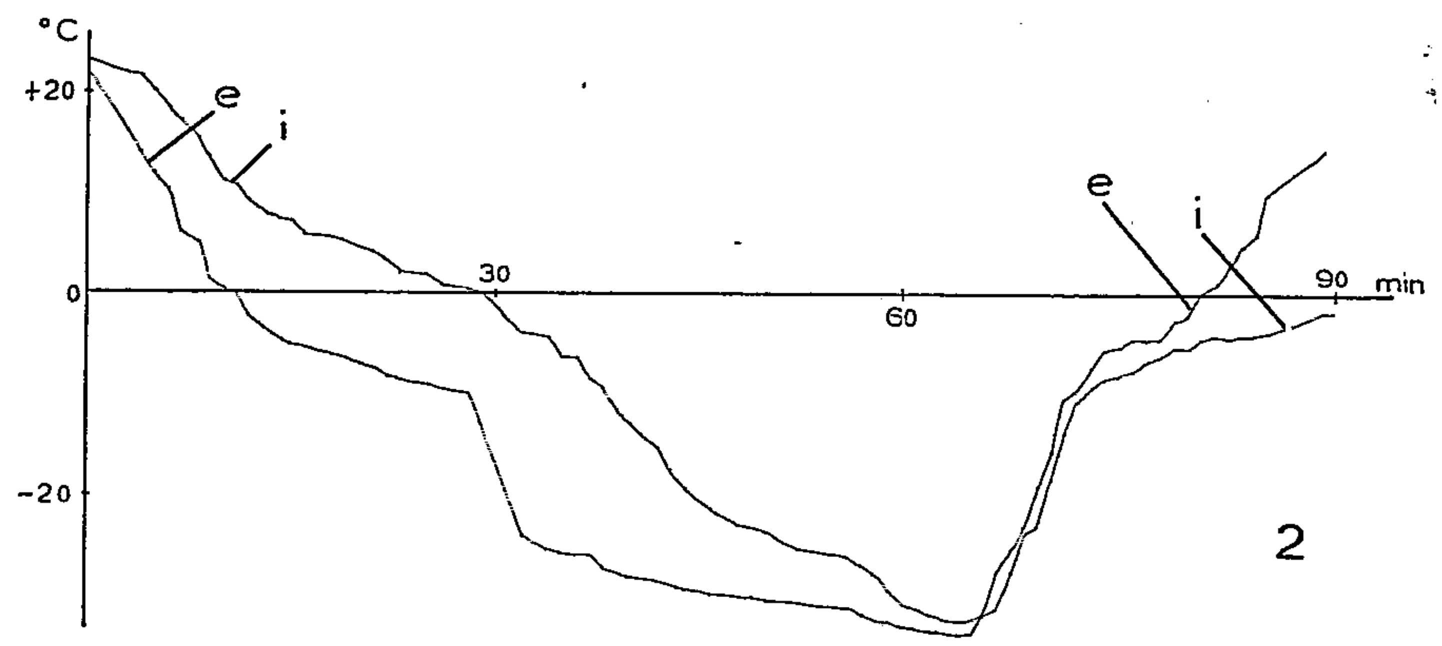
De nombreuses écailles à cuticule épaisse recouvrent complètement chacun des points végétatifs que portent les branches d'un Marronnier. Pour déterminer le rôle joué par ces écailles dans la protection des tissus méristématiques contre le froid, nous avons refroidi les bourgeons artificiellement. De fines sondes thermoélectriques au cuivre-constantan indiquaient simultanément la température à l'extérieur et à l'intérieur de l'organe. Des précautions particulières sont nécessaires pour estimer exactement celle de l'intérieur. Le petit trou qu'on perfore pour introduire la sonde fait communiquer la région profonde avec l'extérieur. Même si on le bouche soigneusement, la conductibilité des métaux de la sonde peut introduire une cause d'erreur (1). Cela explique au moins en partie les résultats contradictoires de Grainger et Allen qui ont enregistré la température interne de bourgeons d'arbres fruitiers pendant toute une saison.

Pour diminuer les causes d'erreur, les fils de notre montage, relativement courts, ont été engainés (*fig.* 1, *g*), et tout l'appareillage de mesure placé à température constante. D'autre part, le bourgeon détaché du rameau a été rendu solidaire de la sonde par un ruban adhésif (*ba*) et la surface de section isolée thermiquement avec du carton (*c*). On fait pénétrer une certaine longueur de fil (15 mm environ) à travers la moelle du rameau afin que la soudure (*sdi*) vienne se placer dans le méristème. A la fin de l'expérience on écarte les écailles pour s'assurer que la sonde était bien disposée et que les mesures sont correctes. Comme dans la nature les bourgeons devaient subir les variations de température de l'air ambiant. Nous les avons maintenus dans un vase Dewar dont l'atmosphère (*aD*) était refroidie par un courant d'air réfrigéré.

A l'intérieur des gros bourgeons, la température s'abaisse régulièrement comme à l'extérieur, si le refroidissement est assez lent (+ 20° C

1





2

3

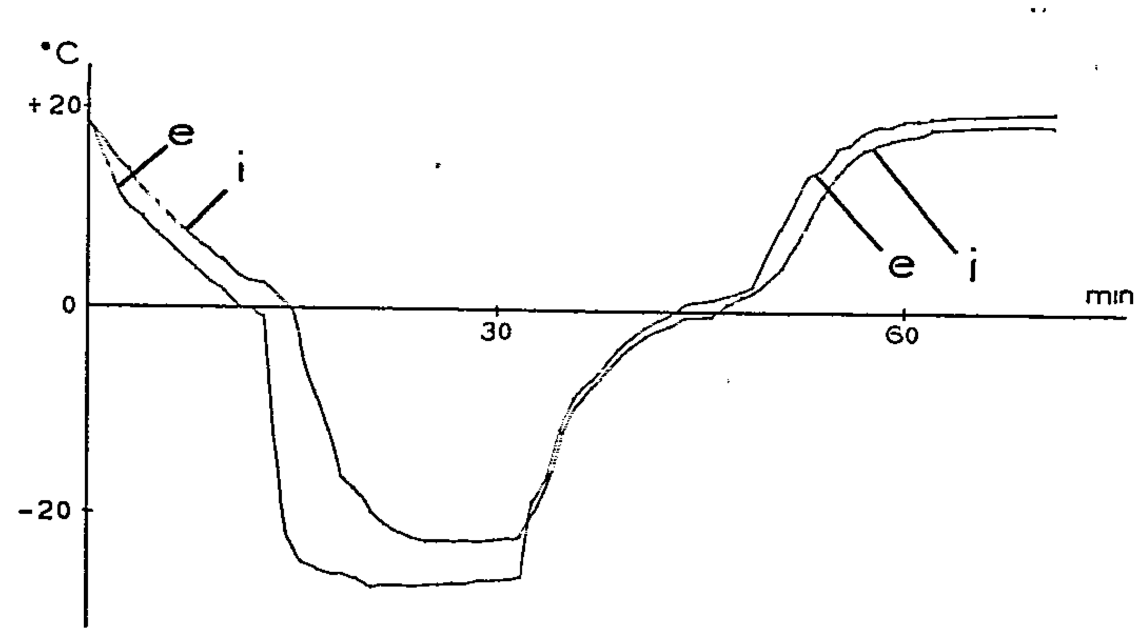


Fig. 1. — Montage permettant la mesure des températures externe et interne d'un bourgeon pendant le refroidissement. Le bourgeon, en coupe axiale, montre des écailles externes (*ee*) et internes (*ei*), *e*, isolant en carton épais; *ba*, bande adhésive; *sdi*, soudure interne et *sde*, soudure externe des sondes thermoélectriques; *fi*, fils de la sonde interne; *fe*, un des fils de la sonde externe; *g*, gaines isolantes; *pD*, paroi du vase Dewar; *aD*, son atmosphère refroidie par l'air qui circule dans les tubulures *t*.

Fig. 2. — Courbes de températures externe (*e*) et interne (*i*) d'un bourgeon épais.

Fig. 3. — id. pour un bourgeon plus grêle.

Abcisses : temps en minutes; *ordonnées* : températures en degrés centigrades.

à — 4° en 30 mn, *fig.* 2). Avec un retard de quelques minutes par rapport à l'extérieur, le point végétatif subit la même température. Si la réfrigération est rapide (— 4° à — 18° en 3 mn) la différence entre les indications des sondes s'accroît, passant de 4 à 10°. Cet écart s'atténue en quelques instants, la température du méristème se rapprochant graduellement de celle qui règne au dehors. L'intérieur du bourgeon se réchauffe presque aussi vite que l'extérieur, toujours si la variation est progressive. Un intervalle de quelques degrés sépare encore les deux mesures, effectuées simultanément. Si le réchauffement est brusque, à nouveau la soudure interne marque un retard très net. *Au total, les écailles ne protègent le point végétatif que contre une oscillation rapide de la température.* Il s'agit là des gros bourgeons terminaux dont les nombreuses enveloppes externes (*fig.* 1, *ee*) recouvrent la bourre, masse épaisse d'aspect cotonneux formée de pièces hydrophobes (*ei*), thermiquement isolantes et qui sont au contact du méristème.

Dans les bourgeons plus petits, plus ou moins dépourvus de poils internes, la température s'abaisse au dedans presque aussi vite qu'au dehors, même si le refroidissement est rapide (*fig.* 3). La température intérieure suit celle de l'extérieur à quelques minutes seulement. Les résultats sont analogues quand le bourgeon est tué au chloroforme. Si l'on perfore complètement les écailles d'un bourgeon vivant, les deux températures s'égalisent aussitôt. L'ensemble des écailles forment un écran dont l'effet protecteur vis-à-vis des changements thermiques paraît essentiellement physique.

Si une différence de quelques degrés se maintient quelque temps entre l'extérieur et l'intérieur, elle ne représente pas une marge de sécurité appréciable pour la survie du méristème qui subit aussi des températures très basses. Dans la nature, un abaissement de 15 ou 20° en quelques minutes est assez rare du moins dans nos régions. Dans les conditions naturelles, les deux courbes telles que celles des figures 2 ou 3 seraient donc presque confondues. La protection qu'exercent les écailles n'a guère alors l'occasion de se manifester. Les cellules du bourgeon ont peut-être le temps de mettre en œuvre des mécanismes de défense, mais elles se refroidissent autant et pratiquement en même temps que l'atmosphère. Malgré les gelées de l'hiver 1955-1956 (température inférieure à — 10° pendant plusieurs jours) les bourgeons observés ont éclaté au printemps et ont produit des pousses feuillées et florifères comme à l'accoutumée. Leur résistance est donc conditionnée par des propriétés des cellules elles-mêmes, elle n'est guère augmentée par les écailles du bourgeon.

(1) R. Eggert, *J. Agric. Res.*, 72, 1946, p. 341-355.
(2) *Ann. Appl. Biol.*, 23, 1936, p. 1-10.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Oses et holosides de l'*Elæis Guineensis *Jacq.* Note de M[lles] **Marie-Madeleine Chollet, Danielle Scheidecker** et **Madeleine Bouloux**, présentée par M. Raoul Combes.

Le Palmier à huile possède, dans toutes ses parties, une abondante réserve glucidique constituée par une série de polyholosides dont les premiers termes sont le saccharose et le maltose et les termes les plus condensés des xylanes, des arabanes, des galactanes et de l'amidon.

L'Elæis Guineensis Jacq., en raison de l'huile de palme accumulée dans le péricarpe de ses drupes, a déjà fait l'objet d'un certain nombre de recherches. Celles-ci avaient pour but de mieux connaître le producteur d'huile, en vue d'améliorer son rendement.

Aucune investigation n'ayant encore été faite dans le domaine des sucres précurseurs des lipides, l'une d'entre nous, au cours d'un séjour à Pobé, a entrepris cette étude. De retour en France, grâce à la chromatographie, le milieu glucidique de l'*Elæis Guineensis* nous est apparu comme l'un des plus riches qu'on connaisse.

Ce palmier à huile est « bourré » de sucres; depuis ses racines (7,7 à 34,5 % du poids sec) jusqu'aux feuilles (de 14,3 à 8,2 %, selon l'âge) en passant par le sommet du stipe (54,4 %) et le bourgeon terminal (22,1 %).

Ce sont des polyoses insolubles dans l'alcool fort qui constituent le fond de la réserve glucidique : amidon à petits grains irrégulièrement répartis, et surtout hémicelluloses : xylanes, arabanes et galactanes en proportions variables selon l'organe, se colorant en brun noir par le réactif iodo-ioduré, et qui « fondent » littéralement à l'ébullition, en présence de 1 % de SO_4H_2, leurs molécules facilement disloquées, donnant après 30 mn d'hydrolyse de grosses quantités de xylose, d'arabinose et de galactose, en même temps qu'un reste de produits intermédiaires de dislocation dont les spots apparaissent sur les chromatogrammes révélés par le phtalate d'aniline, et se situent aux niveaux des di-, tri-, tétraholosides.

Amidon, galactanes, arabanes et xylanes sont surtout abondants dans les inflorescences femelles (15,1 % du poids sec de l'épi entier, au moment de l'ouverture de la première spathe; 9,1 % dans les fleurs, à la floraison; 14,5 et 15,5 % dans les fruits, selon leur maturité), toutes les parties du fruit en étant pourvues aussi bien la pulpe (5 à 8 %) que l'amande (3,6 %).

Ils existent aussi dans les inflorescences mâles : 12 % au moment de l'ouverture de la première spathe, et encore 3 % lors de la floraison.

Ces glucides insolubles dans l'alcool ne constituent qu'une partie de la réserve glucidique du Palmier à huile. Un véritable stock de polysaccharides à petites molécules, facilement hydrolysables, est entraîné par l'alcool fort en même temps que les sucres réducteurs. Dans la partie supérieure

du stipe, di-, tri- et tétraholosides représentent 18,7 % du poids sec; au sommet, leur taux s'élève à 28,6 % à côté de 18-19 % de sucres réducteurs; et ils existent dans toutes les parties de la plante bien que spécialement abondants dans le bourgeon terminal (15,6 %) où les sucres réducteurs sont rares (1,7 %), dans le bourgeon destiné à devenir une inflorescence mâle (10,8 %) et dans les fruits avant maturité (7,9 %).

La chromatographie sur papier et sur colonne a permis de séparer de cette fraction des glucides solubles, toute une gamme d'oses et d'holosides dont les spots s'échelonnent depuis la région du front de l'entraîneur jusqu'au point de départ, certains de ces spots apparaissant par le phtalate d'aniline, d'autres par l'urée. Les oses à très grands R_f sont spécialement bien révélés par le résorcinol en milieu chlorhydrique (résorcinol à 1 % : 1 cm^3; ClH 2 N : 9 cm^3).

Le glucose est abondant dans tous les organes. Partout, il est accompagné de fructose en quantité légèrement moindre.

Dans certaines parties du palmier : sommet du stipe, pulpe des fruits, existent, en outre, deux ou trois autres oses, dont les spots se trouvent superposés deux par deux et très en avant du rhamnose (il y a sensiblement même écart entre ces oses et le rhamnose qu'entre le rhamnose et le fructose quand l'entraîneur est la pyridine). Ce sont ces oses qui, assez mal révélés par le phtalate et l'urée, apparaissent très nettement par le résorcinol chlorhydrique. Leurs spots se situent un peu en dessous de celui du glycérol. Il pourrait s'agir de trioses.

Au-dessus des oses, s'échelonnent des polysaccharides, dont le saccharose est le premier terme, souvent très abondant. Le maltose vient ensuite dans certaines parties du palmier — dans la pulpe des fruits à maturité, en particulier — puis ce sont d'autres holosides dont les spots se situent entre le saccharose et le maltose, et à peu près aux niveaux du raffinose et du stachyose.

Comme on le voit, la réserve glucidique de l'*Elæis Guineensis* est extrêmement importante.

Quantitativement considérable, puisqu'elle peut, à elle seule, représenter plus de la moitié du poids sec, ce qui a lieu effectivement dans la partie supérieure du stipe, c'est surtout qualitativement qu'elle se révèle particulièrement complexe et intéressante car à travers la série des divers oses et holosides qui la constituent, trois séries d'éléments semblent pouvoir être distinguées :

— d'une part, des hémicelluloses : galactanes, xylanes et arabanes insolubles, ordinairement accompagnées de termes peu condensés qui apparaissent en rouge par le phtalate d'aniline et qu'on trouve dans la fraction des glucides solubles dans l'alcool, au niveau du stachyose en particulier;

— d'autre part, de l'amidon que rappellent, dans la fraction soluble des glucides, le maltose et la grande quantité de glucose;

— en troisième lieu, enfin, une série d'holosides constituée de fructose et de glucose, dont la tête de file est le saccharose, et qui comporte les polyoses dont les spots apparaissent au-dessus du saccharose par l'urée, ces polyoses étant hydrolysables par la sucrase de levure. C'est de l'existence de cette troisième série d'holosides que relève la présence en grandes quantités de fructose et de saccharose dans la plupart des organes.

MORPHOLOGIE VÉGÉTALE EXPÉRIMENTALE. — *Induction expérimentale d'inflorescences tératologiques chez le* Dipsacus silvestris *Mill.*. Note (*) de M. **François Grossin**, transmise par M. Robert Courrier.

Des recherches antérieures effectuées sur un cas de virescence spontanée de *Dipsacus silvestris* Mill., et sur diverses anomalies végétatives et florales induites expérimentalement chez *Zinnia elegans* L. par action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique [1], nous ont conduit à étudier l'action de cette substance sur le *Dipsacus silvestris* Mill..

Après des traitements par pulvérisations effectuées selon des fréquences et un rythme que nous ne décrirons pas ici, l'appareil végétatif présente de nombreuses modifications : la phyllotaxie est bouleversée et notamment les feuilles deviennent souvent alternes; les gamophyllomes typiques, formés par la soudure des deux feuilles opposées décussées, subissent des transformations diverses (ouverture unilatérale, soudure en polyphyllome); les feuilles sont constituées parfois de lames soudées à l'axe sur une grande longueur et sont alors réduites au rachis dans leur partie terminale détachée de la tige. On observe également des perturbations anatomiques considérables et nous décrirons ailleurs en détail toutes ces modifications végétatives.

Le capitule normal de *Dipsacus silvestris* Mill. est enveloppé de bractées constituant un involucre; sur le réceptacle convexe et allongé sont disposées les paléoles, bractées épineuses à l'aisselle desquelles sont insérées les fleurs (*fig.* 1). Les capitules ont réagi diversement à l'action de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique, et nous classerons ces anomalies en trois groupes : 1° modifications morphologiques des capitules; 2° production de fleurs isolées surnuméraires; 3° prolifération des capitules.

1° Dans 25 % des plantes traitées, le capitule est peu globuleux et sa forme tend vers celle du capitule de *Scabiosa Succisa* L.; le réceptable est aplati et les fleurs sont disposées sur un même plan. Comme dans certains cas étudiés précédemment [P. Gavaudan et G. Debraux [2]], on observe donc, sous l'influence de l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique,

une convergence de formes rapprochant des genres différents d'une même famille.

2° Dans 20% des cas, on note l'existence de fleurs isolées surnuméraires; elles apparaissent à l'aisselle de feuilles solitaires ou au voisinage de cals néoformés.

A l'aisselle des feuilles solitaires anormalement disposées prend généralement naissance un bourgeon végétatif, générateur d'un nouvel axe muni de feuilles et terminé par un capitule. Dans certains cas, il se différencie un bourgeon floral fournissant une seule fleur, d'ailleurs complète. La morphologie et l'anatomie de ces feuilles isolées permettent de les considérer comme des bractées descendues le long de la tige en entraînant leur fleur axillaire.

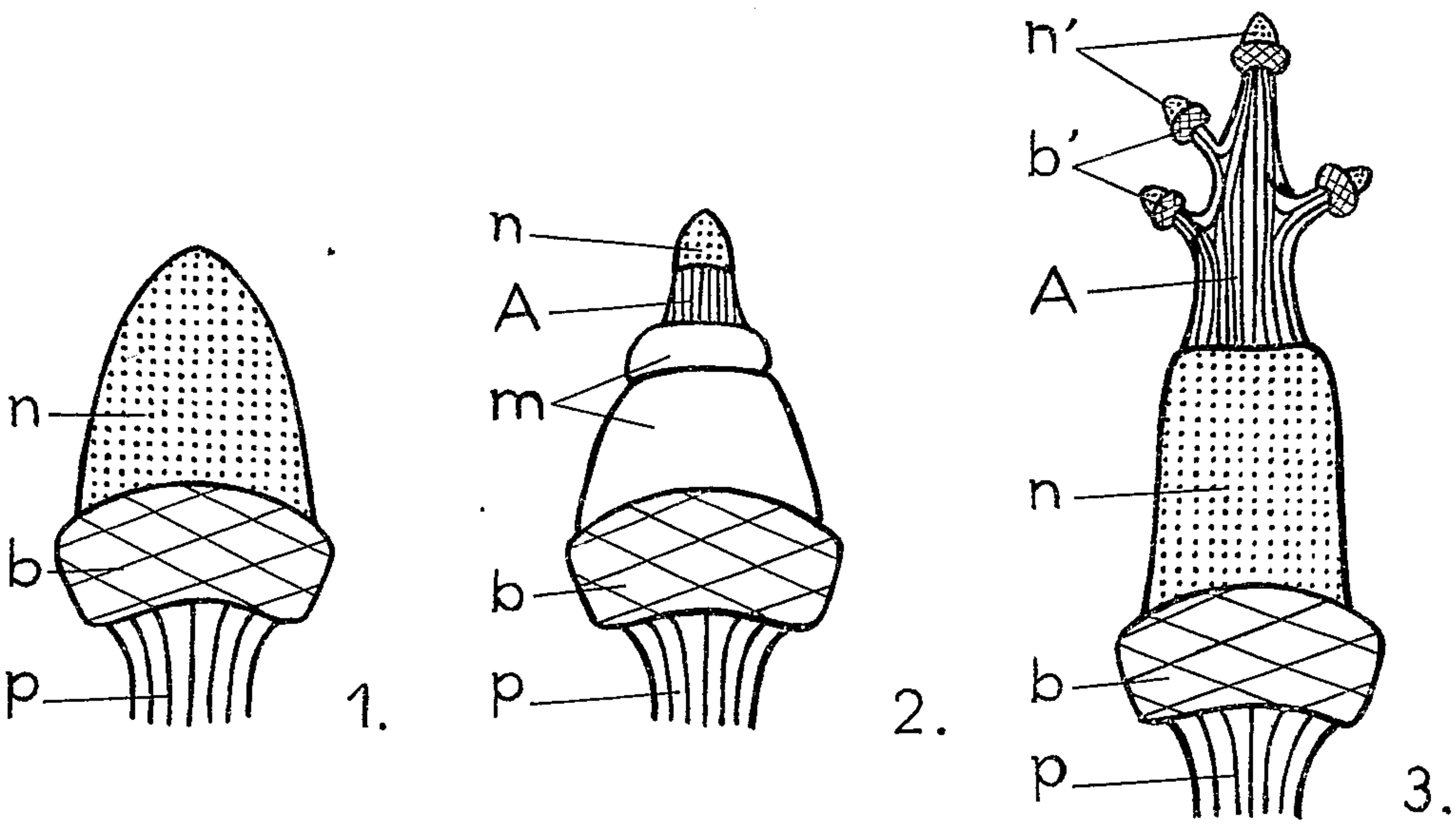


Fig. 1. — Schéma d'un réceptacle normal.

Fig. 2 et 3. — Schémas de réceptacles composites.

p, pédoncule floral à stries porteuses d'épines; *b*, *b'*, zones d'insertion des bractées involucrales; *n*, *n'*, zones normales (une fleur correspond à une paléole); *m*, zones où les rapports fleurs-paléoles sont modifiés; A, zone du réceptacle à prolifération active, purement axiale et végétative.

La présence d'un limbe lamellaire longuement coalescent à la tige est accompagnée de néoformations avec éclatement de cette dernière; le long de la tige s'insèrent une ou plusieurs fleurs isolées surnuméraires à peu près normales, mais à quatre paléoles, ce qui fait penser qu'elles correspondent à des rameaux condensés; des groupes importants de fleurs s'observent aussi lorsqu'un polyphyllome se constitue au-dessous du capitule. Tous ces phénomènes sont évidemment dus à des perturbations de croissance localisées dans le temps, car le capitule terminal est normal.

3° Dans 5 à 10 % des cas, les capitules traités sont devenus des inflorescences prolifères; bien que la complexité des formes varie avec l'époque du traitement, il est possible de distinguer deux types.

a. Dans le cas des proliférations simples, le pédoncule floral présentant des stries caractéristiques porteuses d'épines, s'élargit en bourrelet sur lequel s'insèrent les bractées; au-dessus de cette zone marginale du réceptacle plusieurs paléoles correspondent à une seule fleur, puis les fleurs sont totalement privées de paléoles; à cette zone en succède une autre, dépourvue d'organes floraux et présentant les stries caractéristiques observées sur le pédoncule, mais sans épines; enfin, la zone terminale du capitule est normale, avec une paléole par fleur (*fig.* 2).

b. Dans d'autres cas, on observe plusieurs capitules secondaires qui s'épanouissent indépendamment les uns des autres (*fig.* 3). Un capitule prolifère porté par un pédoncule très épineux est ceinturé par un involucre normal; sa moitié inférieure est normale, mais sa partie supérieure possède quatre ou cinq groupes de fleurs portés par des pédoncules individuels ceinturés chacun par de grandes bractées et qui sont des ramifications de l'extrémité de l'axe. Ces courts pédoncules, dont la base est libre de tout organe floral, divergent sans ordre déterminé; les fleurs sont normales. De Vries ([3]) a signalé l'existence de capitules spontanément prolifères chez *Scabiosa sp.* et a noté la présence de ramifications secondaires des pédoncules.

La ramification du réceptacle floral et l'apparition de bractées involucrales au milieu de l'inflorescence sont dues à la reprise d'une activité végétative induite par l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique. Cependant il subsiste assez de potentialités sexuelles pour que chaque ramification donne encore naissance à des capitules de second ordre.

Comme dans d'autres recherches du même groupe ([1]), ([2]), l'acide 2.4-dichlorophénoxyacétique se montre un puissant moyen d'investigation permettant d'étudier ici la genèse de fleurs surnuméraires et le phénomène de prolifération accompagné de la transformation d'un capitule en inflorescence composée.

(*) Séance du 1er avril 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1349.

([2]) *C. R. Trav. Lab. Biol. vég. Fac. Sc. Poitiers*, n° 7, 1954, 6 p., 3 pl.; *Congrès Assoc. franç. Avanc. Sc. Poitiers*, 1954, p. 381-390; *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 236.

([3]) *Espèces et Variétés*, Paris, 1909.

(*Laboratoire de Biologie végétale, Université de Poitiers.*)

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la détermination quantitative de l'acide cyanhydrique existant en puissance dans les graines et les tourteaux de lin.* Note de M. **Émile André** et M[lle] **Monique Maille**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au cours de recherches concernant l'utilisation du tourteau de lin pour la nourriture du bétail, nous avons été amenés à pratiquer un nombre important de dosages de la quantité d'acide cyanhydrique que peut dégager la poudre de tourteau de lin après macération dans l'eau à température modérée. Nous avons été frappés par les très faibles teneurs en acide cyanhydrique décelées par nos analyses. Elles étaient presque toujours inférieures à celles que l'on obtient lorsqu'on opère le même dosage sur des graines de lin. La seule explication qui peut venir à l'esprit, c'est que le traitement que subissent ces graines dans l'industrie détruit plus ou moins complètement le ferment linase qui décompose le linamaroside en CNH, acétone et glucose. Voici quelques exemples :

Quantité d'acide CNH *dégagée par* 1000 g *de* :

Tourteaux de lin. Origine des tourteaux.	Teneur en CNH ‰.	*Graines de lin.* Origine des graines.	Teneur en CNH ‰.
N° 1. (Commerce)	0,14	Graines U.S.A. (Nourylande).	0,26
N° 2. Tourteau de pression (Argentine)...	0,13	Lin pervenche (Loiret)	0,26
N° 3. » d'extraction (Dieppe)	0,10	Lin type Maroc (Loiret)	0,24
N° 4. » » (Nourylande).	0,18	Lin pastel (Loiret)	0,22

Pour vérifier notre hypothèse nous avons réalisé l'expérience suivante : Les dosages opérés sur les tourteaux ont été refaits mais, cette fois, nous avons apporté un supplément de linase en ajoutant dans chaque essai une petite quantité (2 g) de graine de lin broyée. Sans doute nous apportions aussi un supplément de CNH, mais un dosage préalable opéré sur la graine auxiliaire permettait facilement de faire la correction nécessaire. On trouvera ci-dessous les résultats de nos essais.

Dosages comparés d'acide CNH *faits sur des tourteaux de lin avec ou sans addition de poudre de graines de lin fraîches.*

Tourteaux.	CNH pour 1000 g sans addition de graines.	Avec addition de graines.	Proportion de l'accroissement.
N° 1. (Commerce)	0,14	0,42	3,0
N° 2. (Argentine)	0,13	0,32	2,5
N° 3. (Dieppe)	0,10	0,43	4,3
N° 4. (Nourylande)	0,18	0,37	2,0

Les valeurs obtenues quand on apporte un renfort de linase sont consi-

dérablement accrues. L'accroissement enregistré est dans le rapport de 1 à 2,0 pour le cas où il est le plus faible et de 1 à 4,3 pour celui où il est le plus grand. Le traitement que subissent les graines dans les huileries atténue donc grandement l'activité de la linase sans toutefois la supprimer. Par contre, il paraît être sans action sur le linamaroside.

Restait à démontrer que c'est bien pendant le traitement industriel que se produit l'abaissement d'activité de la linase. Pour cela nous avons réalisé l'expérience suivante : des graines de lin de récolte récente ont été épuisées dans une allonge de Soxhlet par l'essence légère de pétrole (É 60-70°). Le produit déshuilé a été débarrassé du solvant qu'il retenait, par exposition prolongée à l'air. On a pratiqué alors : 1° le dosage de l'acide CNH dans la poudre de graines nature; 2° dans la poudre privée de lipides. Le premier résultat permettait de calculer, connaissant la teneur en huile des graines, la quantité de CNH que devait dégager la poudre déshuilée. La comparaison du résultat calculé et du résultat expérimental permettait de vérifier que rien d'anormal ne survient au cours du traitement subi par les graines au laboratoire.

Résultats comparés des dosages de CNH *pratiqués sur les poudres des graines de lin nature et sur celles des mêmes graines déshuilées.*

Graines.	1. Teneur en huile (%).	2. Teneur des graines nature en CNH ‰.	3. Teneur de la poudre des graines déshuilées en CNH ‰.	4. Teneur en CNH ‰ des graines calculée d'après les chiffres de la colonne 3.	Concordance
Lin pays (Rennes)	32,8	0,21	0,33	0,22	Bonne
Lin type Maroc (Rennes)	34,4	0,28	0,41	0,27	»
Lin U. S. A. n° 4 (Nourylande)	34,3	0,26	0,39	0,26	»
Lin n° 7 (Nourylande)	35,7	0,20	0,33	0,21	»

CYTOLOGIE. — *Hétérogénéité des granulocytes basophiles du sang humain normal.* Note (*) de M. **Maurice Piette** et Mme **Colette Piette**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Des granulocytes basophiles colorés par l'Azur I dans des conditions définies sont suivis microscopiquement en immersion dans de l'eau distillée. Cet examen révèle que les granulations d'une cellule se décolorent dans des temps très variables. De même, une étude du temps de décoloration complète effectuée sur 100 cellules montre que celui-ci oscille dans de très larges limites (6 à 115 mn).

Les étapes successives de maturation des granulations protoplasmiques des granulocytes basophiles du sang humain font ressortir une estérification progressive par l'acide sulfurique de la molécule d'acide hyaluro-

nique, aboutissant à l'héparine, dont chaque unité disaccharique peut théoriquement porter 1 à 4 groupements SO_4 (1). On peut penser que ces modifications doivent être progressives, n'affectant pas au même moment toutes les cellules, voire même toutes les granulations d'une même cellule. L'hétérogénéité cytologique qui doit en résulter apparaît par exemple après coloration de Mac-Manus (Acide périodique-Réactif de Schiff), ainsi que nous l'avons déjà signalé (3).

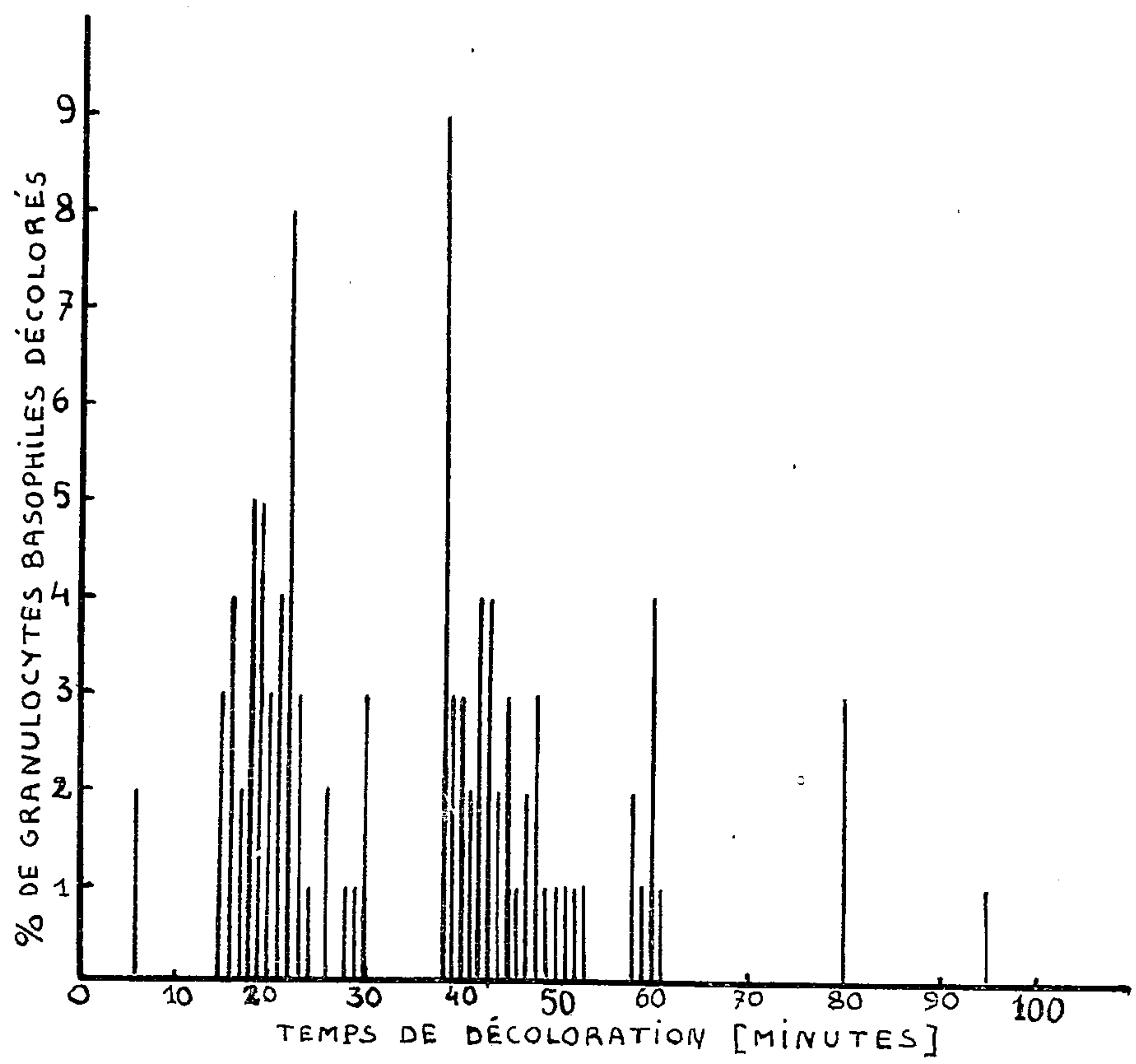
Les divers composés caractérisant les stades successifs de la synthèse héparinique sont connus, de plus, pour être doués d'une activité métachromatique très différente, du moins en solution. Le fait est peut-être en relation avec ce que révèle l'examen des granulocytes basophiles (colorés par des méthodes évitant la solubilisation des granulations), qui fait apparaître de façon constante des différences parfois très importantes dans l'intensité de la coloration. Il convient cependant de juger prudemment ce phénomène, car il peut simplement s'agir d'une concentration locale variable en composé métachromatique.

Bien que le mécanisme intime de la réaction métachromatique soit encore assez mal connu, on peut penser que plus les composés sont doués d'affinité pour le colorant utilisé, plus grande doit être la résistance vis-à-vis d'agents susceptibles de dissocier le complexe substrat-colorant formé. Nous rapportons dans cette Note nos observations obtenues avec l'eau distillée, utilisée comme agent d'hydrolyse dans les circonstances suivantes : des frottis de sang d'individus normaux sont colorés, immédiatement après séchage, pendant 300 s en milieu hydro-alcoolique à pH 4 suivant une technique préconisée par l'un de nous (2), mais en remplaçant l'Azur II par l'Azur I, exempt de bleu de méthylène. Après un lavage à l'eau de quelques secondes et un séchage très rapide, un granulocyte basophile est repéré par un examen à sec et cerclé d'un trait de crayon gras. A un instant déterminé, une goutte d'eau distillée est déposée sur la surface ainsi délimitée et l'excès enlevé pour ne laisser subsister qu'un mince film de liquide permettant l'observation de la cellule avec un fort objectif à sec (× 40). La cellule est dessinée au cours de la première minute d'examen, qui est poursuivi jusqu'à décoloration totale, en renouvelant fréquemment l'eau, afin d'éviter toute dessiccation.

L'observation fait ressortir que si certaines granulations se décolorent complètement en quelques minutes, d'autres exigent 20, 30, 60, 90 mn, et même plus. Bien que les granulations intensément colorées au départ montrent le plus souvent une résistance particulière, de fréquentes exceptions existent. La vitesse de pénétration de l'eau ne semble pas devoir être mise en cause : en effet, cette pénétration est extrêmement brève dans un élément aplati par l'étalement et dont la taille est de l'ordre de 20 μ. D'ailleurs, les granulations périphériques sont, aussi fréquemment que les

centrales, les dernières à se décolorer. Celles qui offrent le plus de résistance laissent subsister, après décoloration totale, un stroma de teinte grisâtre.

L'étude du sang d'une dizaine d'individus normaux, portant sur de nombreux granulocytes basophiles choisis en divers points des frottis, montre qu'il s'agit d'une propriété générale. Le temps de décoloration complète étant extrêmement variable, nous avons étudié ensuite 100 granulocytes basophiles provenant d'un même individu. Ne sachant si le phénomène pouvait être influencé par le temps séparant la coloration de l'examen proprement dit, nous avons effectué un frottis nouveau pour chaque cellule à examiner. Les résultats sont consignés dans le graphique ci-dessous, faisant apparaître, outre les différentce de comportement déjà signalées, l'existence de deux groupes plus importants que les autres.



Ces résultats pouvant cependant être discutables du fait qu'il s'agit de 100 granulocytes pris au hasard à des jours inévitablement différents, nous avons dans un deuxième temps repris ces expériences sur un mode différent : plusieurs frottis de sang du même individu ont été colorés en même temps et soumis à une exploration systématique dans des conditions déjà précisées par nous antérieurement (3), en prenant soin de repérer

chaque cellule par sa place (chariot de microscope avec échelle graduée) et sa structure (dessin). L'examen a été pratiqué à l'immersion avec de l'huile de cèdre et celle-ci soigneusement éliminée ultérieurement par plusieurs lavages au toluène. Tenant compte des données de la première expérience, nous avons ensuite plongé les lames dans de l'eau distillée pendant des temps dépassant ceux qui correspondaient à divers groupes de décoloration, ceci dans le but de décolorer complètement un pourcentage donné de cellules. Nous avons ainsi réalisé quatre immersions successives de 10, 24, 36 et 30 mn, correspondant à des temps de décoloration totaux de 10, 34 (10 + 24), 70 (10 + 24 + 36), et 100 (10 + 24 + 36 + 30) mn, et vérifié toutes les cellules après chaque immersion aqueuse.

Les résultats ont assez fidèlement corroboré ceux de la première expérience. En effet, les pourcentages des cellules décolorées en 10, 34, 70 et 100 mn sont respectivement de 2, 47, 96 et 100 pour la première expérience et de 2, 48, 94 et 98 pour la deuxième. Dans cette dernière, il subsistait, après 100 mn, deux granulocytes basophiles montrant encore quelques granulations colorées, qui disparurent en 110 et 115 mn.

Ces différences de comportement sont vraisemblablement en rapport avec la solubilité et les caractéristiques du complexe colorant-substrat, qui conditionnent, selon certains, le pouvoir métachromatique (4). Il faut noter de plus que le substrat lui-même n'est pas toujours complètement lysé après le séjour dans de l'eau distillée, comme en témoigne la possibilité (toutefois partielle) d'une recoloration ultérieure de la cellule. Par ailleurs, l'hétérogénéité de comportement des granulations cytoplasmiques a probablement d'autres raisons, en particulier le degré d'estérification sulfurique du mucopolysaccharide qu'elles contiennent, qui fait l'objet de nos recherches actuelles.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) J. E. Jorpes et S. Gardell, *J. Biol. Chem.*, 176, 1948, p. 267.

(2) M. Piette, *Ann. Pharm. Fr.*, 13, 1955, p. 681.

(3) M. Piette et C. Piette, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2775.

(4) K. W. Walton et C. R. Ricketts, *Brit. J. Exper. Path.*, 35, 1954, p. 227.

(*Laboratoire d'Hématologie, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Relations entre les hypomorphoses et l'hétéroploïdie consécutives à un choc hypothermique appliqué à l'œuf fécondé du Triton* Pleurodeles waltlii *Michah.* Note de M. **Jean-Claude Beetschen**, présetée par M. Robert Courrier.

Les larves hypomorphes présentent des anomalies caryologiques généralement complexes, mais dont la nature permet cependant de concevoir l'existence d'une action morphogénétique directe du choc hypothermique sur les structures cytoplasmiques.

La réfrigération brutale d'œufs de Pleurodèle dans les 10 mn suivant la fécondation entraîne l'apparition, chez les survivants, de divers types d'hétéroploïdie [1] et d'hypomorphoses [2]. Pour analyser les relations entre ces deux catégories de phénomènes, nous avons étudié 41 larves hypomorphes obtenues dans une première série d'expériences [2]. Les examens cytologiques ont été faits essentiellement sur les extrémités caudales, après coloration de Feulgen ou imprégnation argentique [2].

Ces 41 larves se répartissent comme suit :

10 haploïdes;
1 diploïde;
4 triploïdes;
1 haplo-diploïde;
1 hyperdiploïde-triploïde;
13 mosaïques complexes;
11 indéterminées, très hypomorphes.

Il convient de noter que trois de ces larves, correspondant aux formules respectives $2n$, hyper $2n$-$3n$, et $3n$, n'étaient que très légèrement hypomorphes et ont présenté une régulation morphologique ultérieure.

Les individus du type mosaïque complexe sont dans l'ensemble triploïdes, d'après les numérations chromosomiques, mais on y observe des groupes cellulaires à noyaux de tailles très inégales, avec 1, 2, 3, 4, 5, 6, et même 11 nucléoles.

Nous avons observé chez ces diverses larves, mais surtout chez les mosaïques, de nombreuses anomalies caryologiques, dont certaines ont d'ailleurs été vues chez d'autres espèces [3], [4]. Nous noterons en particulier :

1° Noyaux à contours très irréguliers; fusion des nucléoles entre eux.

2° Séparation incomplète des deux lots chromosomiques à l'anaphase et à la télophase, aboutissant à la formation de ponts filamenteux internucléaires.

3° Mitoses multipolaires, anaphases irrégulières et pertes de chromosomes donnant naissance à des micronoyaux [5], pycnotiques ou non [4].

4° *Une des anomalies les plus remarquables est la suivante :* à *l'anaphase*, les centromères ne se sont pas divisés, bien que les chromosomes soient nettement fissurés, et ceux-ci se trouvent répartis au hasard en deux lots inégaux. De telles figures doivent donner deux noyaux-fils plus ou moins aneuploïdes, dont les ploïdies seront respectivement supérieure et inférieure à celle du noyau d'origine.

5° Enfin, le phénomène précédent coexiste dans nos préparations avec de « fausses plaques équatoriales » à chromosomes fissurés, mais épars, génératrices d'endopolyploïdie, le fuseau étant ici absent ou inhibé [6].

De l'étude de ces anomalies, on peut conclure que les caractères cytologiques des mosaïques aneuploïdes complexes ne doivent pas remonter

aux premiers stades du développement de l'œuf, mais relever de phénomènes se manifestant seulement avec un certain retard.

Le choc thermique déterminant à la fois l'apparition d'hypomorphoses et celle d'anomalies caryologiques, quelles sont les relations entre ces deux types de phénomènes ? Pour étudier ce problème, nous avons procédé à divers examens comparatifs.

Nous avons observé en particulier sept mosaïques complexes issues d'une même ponte réfrigérée pendant 20 h, et qui forment une série où la régression morphologique est de plus en plus marquée, allant de la microphtalmie seule à une microphtalmie et une microcéphalie très accentuées, jointes à une torsion et un raccourcissement du corps et de la queue. Des anomalies caryologiques sont présentes dans tous les cas, mais avec des fréquences variables et qui ne correspondent pas étroitement aux diverses étapes de la régression morphologique.

D'autre part, si beaucoup d'haploïdes sont microcéphales et microphtalmes à divers degrés, l'un d'eux étant même anencéphale, nous en avons observé d'autres, dont la morphologie céphalique était normale et qui pouvaient même se nourrir.

Inversement, l'examen de l'ensemble des larves anormales permet de constater que des individus caryologiquement différents présentent des hypomorphoses très comparables.

Il faut enfin mentionner qu'on a constaté chez *Triturus viridescens*, *mais sur des larves morphologiquement normales* (⁶), la présence d'anomalies caryologiques souvent semblables à celles que nous avons observées.

En conclusion, bien que les hypomorphoses coexistent très généralement avec une hétéroploïdie souvent complexe, les relations de causalité première entre celle-ci et celles-là ne sont pas évidentes. On doit envisager l'existence d'une double action possible du choc hypothermique sur l'œuf fécondé. D'une part, l'appareil mitotique est perturbé, certains effets pouvant ne se manifester qu'avec quelque retard. D'autre part, le choc provoquerait des anomalies morphogénétiques liées à une végétalisation du germe (²), à la suite d'une modification *directe* des structures cytoplasmiques. Cette interprétation ne préjuge évidemment pas des incidences que peut avoir une constitution chromosomique anormale sur la physiologie ainsi que sur la morphogénèse ultérieure de l'individu, en particulier après l'éclosion.

(¹) L. Gallien et H. Mugard, *C. R.*, *Soc. Biol.*, 144, 1950, p. 657.
(²) J. C. Beetschen, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1959.
(³) C. Henley, *Biol. Bull.*, 98, 1950, p. 1.
(⁴) C. B. Blair, *J. Exp. Zool.*, 120, 1952, p. 343.
(⁵) M. Fischberg, *Genetica*, 24, 1947, p. 213.
(⁶) G. Fankhauser et R. R. Humphrey, *Proc. Nat. Acad. Sc. Washington*, 38, 1952, p. 1073.

EMBRYOGÉNIE EXPÉRIMENTALE. — *Les cellules situées à l'extrémité postérieure du blastème de l'uretère primaire jouent un rôle capital dans l'édification du conduit : démonstration expérimentale chez le Crapaud* (Bufo bufo *L.*). Note de MM. **Roger Cambar** et **Jean-Daniel Gipouloux**, présentée par M. Maurice Caullery.

Des résultats expérimentaux variés ont démontré que, chez les Batraciens, l'uretère primaire est édifié progressivement par allongement vers le rectum d'un blastème initial, accolé au pronéphros. Les cellules constituant la partie postérieure du blastème paraissent prendre une part active à cette morphogenèse (Ti-Chow-Tung et Su-Hwei-Ku) (1). L'analyse expérimentale détaillée de leur rôle fait l'objet de ce travail.

Matériel et méthodes. — Nous utilisons des embryons de Crapaud commun (*Bufo bufo* L.); au stade III_1 (taille : 3,5 mm) (2). Le blastème urétéral mesure alors 600 μ de longueur environ et possède approximativement 700 cellules. Il est encore massif, compact sur presque toute sa longueur. Le blastème décroît brusquement de volume vers son extrémité postérieure et se termine par une traînée de cellules non cohérentes, étirée sur 100 μ environ (sur coupes transversales, nombre moyen de cellules du blastème compact : 12, puis décroissant de 4 à 1 dans la traînée cellulaire). Le nombre de ces cellules sub-blastématiques, précédant le blastème compact, est de 50 à 60.

Trois types d'expériences ont été réalisés, unilatéralement (*voir* schémas) et qui ont pour objet l'ablation du blastème urétéral, à l'exception d'un nombre mesurable et variable de cellules blastématiques terminales, laissées intactes, en situation typique.

Type A. — Ablation du blastème, à l'exclusion des cellules sub-blastématiques.

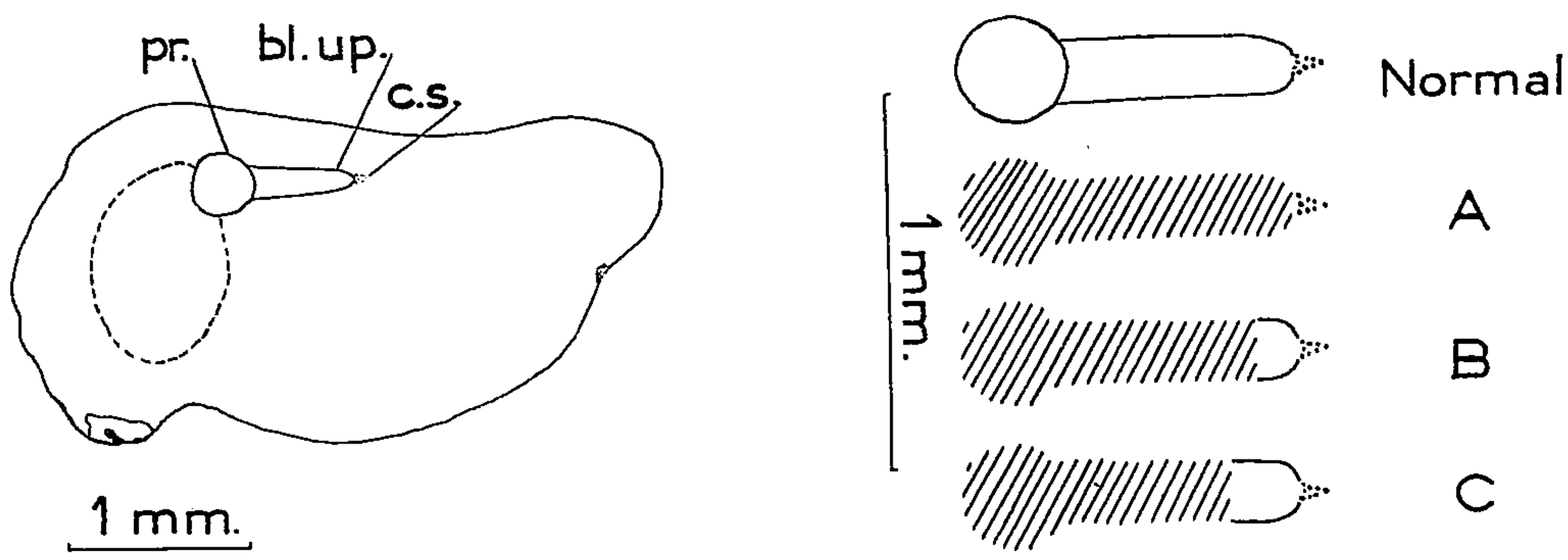
Type B. — Ablation du blastème, mais conservation d'une minime portion postérieure (100 cellules environ), ainsi que des cellules sub-blastématiques.

Type C. — Même type que B, mais conservation d'une portion du blastème double de la précédente (200 cellules environ).

Dans tous les cas, on supprime le pronéphros adjacent, afin d'éviter toute hydronéphrose.

Résultats. — Les cellules laissées en place subissent toujours, quel que soit leur nombre, la migration normale vers le rectum. Leur état indifférencié, leur faible nombre ne permettent pas de les distinguer avec sûreté sur coupes, pendant et même au terme de leur migration. Mais il est certain qu'après avoir atteint leur situation définitive, elles se divisent et se différencient en un court uretère. En effet, on observe toujours l'induction d'un mésonéphros miniature au contact de l'uretère partiel édifié,

preuve tangible de la présence de matériel cellulaire urétéral. La longueur de cet uretère est variable d'après le type d'opération, mais sa structure et sa situation sont typiques. Son extrémité postérieure est normalement située au contact du rectum, avec lequel elle communique.



A gauche : embryon au moment de l'opération. *bl. up.* : blastème de l'uretère primaire ; *c. s.* : cellules sub-blastématiques ; *pr.* : pronéphros.

A droite : les différents types d'opérations (les régions hachurées ont été enlevées).

Si les cellules sub-blastématiques sont seules conservées (*type A*), l'uretère partiel est court. Il n'est différencié que 20 jours après l'opération. Il possède alors sa taille définitive, voisine de 1/4 de la longueur normale du conduit (mesurée entre le pronéphros et le rectum). Dans les expériences du *type B*, la partie d'uretère formée est plus longue; elle atteint les 2/5e environ de la longueur normale du conduit. Son développement est plus rapide : 8-10 jours. Les expériences du *type C* donnent des résultats comparables, mais la portion d'uretère développé devient égale à la moitié, au moins, de sa longueur normale et le délai de formation est réduit à 5-6 jours.

L'ensemble de ces résultats a été confirmé par des sections transversales complètes d'embryons (stade III_1), pratiquées à divers niveaux du blastème urétéral. Dans l'hémi-embryon postérieur, on isole donc un nombre connu, et variable à volonté, de cellules blastématiques. Elles y évoluent conformément aux résultats précédemment décrits.

Conclusions. — Ces résultats prouvent le rôle capital joué par le petit nombre de cellules sub-blastématiques au cours de la morphogenèse normale de l'uretère primaire. Non seulement elles guident les cellules du blastème compact pendant leur migration vers le rectum, mais encore elles apportent une contribution quantitative importante au développement du conduit excréteur. Bien que, numériquement, elles n'atteignent que le 15e environ de la totalité des cellules du blastème, elles édifient le quart postérieur du conduit, toujours situé au contact immédiat du rectum. L'addition aux 50 cellules sub-blastématiques (*type B*) d'un nombre double de cellules

appartenant au blastème compact n'augmente pas dans la même proportion la longueur de la partie d'uretère édifiée. Il est nécessaire d'ajouter environ 200 cellules du blastème aux cellules sub-blastématiques pour observer la formation d'un uretère partiel de longueur égale à la moitié du conduit normal (*type C*). On constate donc que les 50 cellules sub-blastématiques édifient une longueur d'uretère égale à celle que provoque l'addition des 200 cellules distales du blastème compact. Notons, d'autre part, que le délai de formation de la portion d'uretère primaire est d'autant plus court que le nombre des cellules blastématiques conservées est plus grand. Ce résultat était prévisible.

Les différentes cellules du blastème urétéral en voie d'allongement possèdent donc, d'après leur situation dans ce blastème, des potentialités morphogènes différentes. Les différences s'expriment par la variation, non seulement de la quantité d'uretère primaire édifiée, mais aussi, semble-t-il, de la localisation même de cette portion d'uretère. Ces potentialités morphogènes paraissent décroître progressivement depuis l'extrémité bourgeonnante du blastème jusqu'à la base de ce dernier, au contact du pronéphros. Il n'est pas possible, pour le moment, de préciser quels sont les facteurs responsables de ces variations régionales, observées le long du blastème. Dans le blastème encore quiescent, avant tout allongement, les cellules sont-elles déjà hétérogènes, ou bien, plus vraisemblablement, le deviennent-elles dès le début de leur migration, en conséquence des nouvelles relations spatiales contractées ? Il nous paraît possible d'apporter prochainement une réponse expérimentale.

(1) *J. Anat.*, 78, 1944, p. 52-67.
(2) R. CAMBAR et J.-D. GIPOULOUX, *Bull. Biol.*, 90, 1956, p. 198-217.

(*Laboratoire de Biologie générale, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

ZOOLOGIE. — *Origine des membranes de l'œuf chez* Leander serratus (*Pennant*), *Crustacé Décapode*. Note de Mme ANNIE WEILL-RAYNAL, présentée par M. Louis Fage.

La membrane interne de l'œuf est formée dans l'ovaire. La membrane externe est sécrétée par l'épithélium des oviductes et non par les glandes cémentaires des pléopodes.

La théorie généralement admise sur l'origine des membranes de l'œuf chez les Crustacés Décapodes est basée sur le travail de C. M. Yonge (1938) (6), relatif à *Homarus vulgaris*; l'auteur généralise ses résultats à l'ensemble des Décapodes et expose les théories antérieurement émises sur ce problème.

Chez les Décapodes (à l'exception des Pénéidés dont la ponte n'est pas attachée au corps), les œufs sont fixés aux soies non plumeuses des pléopodes pendant toute la durée de l'incubation. Le mode de fixation et la répartition peuvent varier d'un groupe à l'autre. Selon Yonge, ces œufs possèdent une membrane interne, chitineuse, absente dans l'ovaire, sécrétée par l'épithélium des oviductes, et une membrane externe, de nature épicuticulaire, sécrétée par les glandes tégumentaires des pléopodes ou glandes cémentaires. Chez *Homarus vulgaris*, ces glandes, en très grand nombre dans les pléopodes de la femelle, auraient un cycle sécrétoire en relation étroite avec la ponte.

L'étude de ces glandes, entreprise chez *Porcellana longicornis* et *Porcellana platycheles* (Anomoures), n'a pas donné de résultats concordant avec ceux obtenus par Yonge chez *Homarus vulgaris* : chez les femelles, les glandes, très peu nombreuses, irrégulièrement réparties, parfois absentes, ne présentent pas d'activité particulière au moment de la ponte. Chez les mâles, au contraire, elles sont présentes en très grand nombre et en toute saison dans l'unique paire de pléopodes. Il était donc permis d'émettre un doute sur l'exactitude ou la valeur générale de la théorie avancée par Yonge. L'hypothèse du rôle des glandes tégumentaires des pléopodes dans la formation de la membrane externe des œufs a été, chez *Porcellana*, écartée de façon définitive par les résultats expérimentaux suivants : la section basilaire des trois paires de pléopodes n'entraîne aucune modification dans la constitution des œufs qui sont pondus normalement avec leurs deux membranes.

Ces recherches ont été reprises chez *Leander serratus*, où l'observation de l'ovaire, visible par transparence, permet de déterminer des stades de vitellogénèse (V_1 à V_5, P. Drach, 1955) [1]; par le repérage combiné des stades d'intermue et de vitellogénèse, il est possible de suivre l'évolution parallèle de l'ovaire et des oviductes, et de prévoir la ponte de façon précise. L'ablation des pléopodes a également démontré qu'il n'existe pas de relation causale entre la présence des glandes tégumentaires dans les pléopodes et la sécrétion de la membrane externe des œufs.

Des coupes sériées d'œufs pondus en l'absence de pléopodes, d'œufs normalement accrochés, d'ovaires et d'oviductes à tous les stades de vitellogénèse ont permis de préciser l'origine des deux membranes (fixateurs : Helly, Duboscq-Brasil). Les coupes d'ovaires au stade V_5 indiquent la présence d'une membrane se colorant en bleu par l'azan, en vert par la safranine-vert lumière, et positive à la réaction de Hotchkiss. Cette membrane avait été remarquée chez d'autres espèces par C. Ishikawa (1885), H. C. Bumpus (1891), F. H. Herrick (1896), F. Bloch (1933). Les coupes d'oviductes effectuées aux cinq stades de vitellogénèse révèlent l'existence d'un cycle sécrétoire en relation avec la ponte.

L'épithélium, de V_1 à V_5, évolue nettement vers un type glandulaire : les cellules, d'abord basses, augmentent de taille; la lumière diminue; l'oviducte, au stade V_5, apparaît très plissé en coupe transversale. Dès le stade V_3, une sécrétion apparaît dans la lumière, se colorant en bleu par l'azan, en vert par la safranine-vert lumière, positive à la réaction de Hotchkiss, métachromatique au bleu de toluidine, se colorant fortement par le bleu alcian et la fuchsine paraldéhyde, tous caractères indiquant qu'il s'agit d'un mucopolysaccharide acide. Au stade V_5, la sécrétion remplit toute la lumière de l'oviducte, mais se transforme en perdant son caractère acide. Elle présente des plages centrales se colorant en rouge par l'azan et la safranine-vert lumière, Hotchkiss positives quoique avec une couleur différente, ne donnant plus la réaction métachromatique avec le bleu de toluidine, ne se colorant plus par le bleu alcian, ni par la fuchsine paraldéhyde même après oxydation permanganique légère, donnant la réaction métachromatique avec le bleu de toluidine après oxydation. Ces plages ne prennent cependant pas la teinte violette des mucoïdes avec l'hémalun picro-indigocarmin, et l'action prolongée du carmin de Best reste sans effet.

Toutes les réactions de la sécrétion à l'état final sont très fidèlement reproduites par la membrane externe des œufs. Il semble donc possible de reconnaître aux oviductes le rôle jusqu'alors attribué aux glandes tégumentaires des pléopodes. Ces appendices auraient un rôle d'ordre mécanique permettant la formation éventuelle du « funicule » aux dépens de la membrane externe et d'une façon générale la fixation à l'abdomen. La membrane se solidifie au contact de l'eau de mer après la fécondation.

Ces résultats infirment la théorie de Yonge et nous rapprochent de quelques auteurs anciens, qui, sans en apporter de preuve décisive, étaient favorables à l'hypothèse d'un rôle des oviductes dans la formation de la membrane externe des œufs chez les Décapodes [M. P. Erdl, 1843; C. Ishikawa, 1885; H. C. Bumpus, 1891; A. Scott, 1902; F. H. Herrick, 1911 ([2])], opinion reprise plus récemment par R. Parameswara Aiyer, 1953 ([4]).

Des recherches ultérieures permettront de déterminer s'il existe chez les *Natantia*, des glandes tégumentaires localisées à la face ventrale de l'abdomen semblables aux glandes mises en évidence chez *Homarus* F. H. (Herrick, 1911), *Cambarus* (G. C. Stephens, 1952) ([5]), *Potamobius* (Z. Malaczynska-Sucheitz, 1956), ([3])et à préciser éventuellement leur rôle.

Une généralisation des résultats jusqu'ici obtenus sera tentée à l'échelle des Décapodes.

([1]) *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 2079.
([2]) *Bull. U. S. Bur. Fish*, 29, 1911, p. 149.
([3]) *Bull. Soc. Amis Sc. Lettres*, Poznan, 13, 1954 paru 1956, p. 301-323.
([4]) *J. zool. Soc. India*, 5, n° 2, 1953, p. 227-234.
([5]) *Biol. Bull. Woods Hole*, 103, 1952, p. 242-258.
([6]) *Proc. Zool. Soc.* (London), 107 A, 1938, p. 499-517.

(*Station biologique de Roscoff et Laboratoire de Zoologie, Faculté des Sciences, Paris.*)

ZOOLOGIE. — *La nature sécrétoire des lophocytes de l'Éponge siliceuse* Chondrosia reniformis *Nardo.* Note (*) de M. MAX PAVANS DE CECCATTY, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

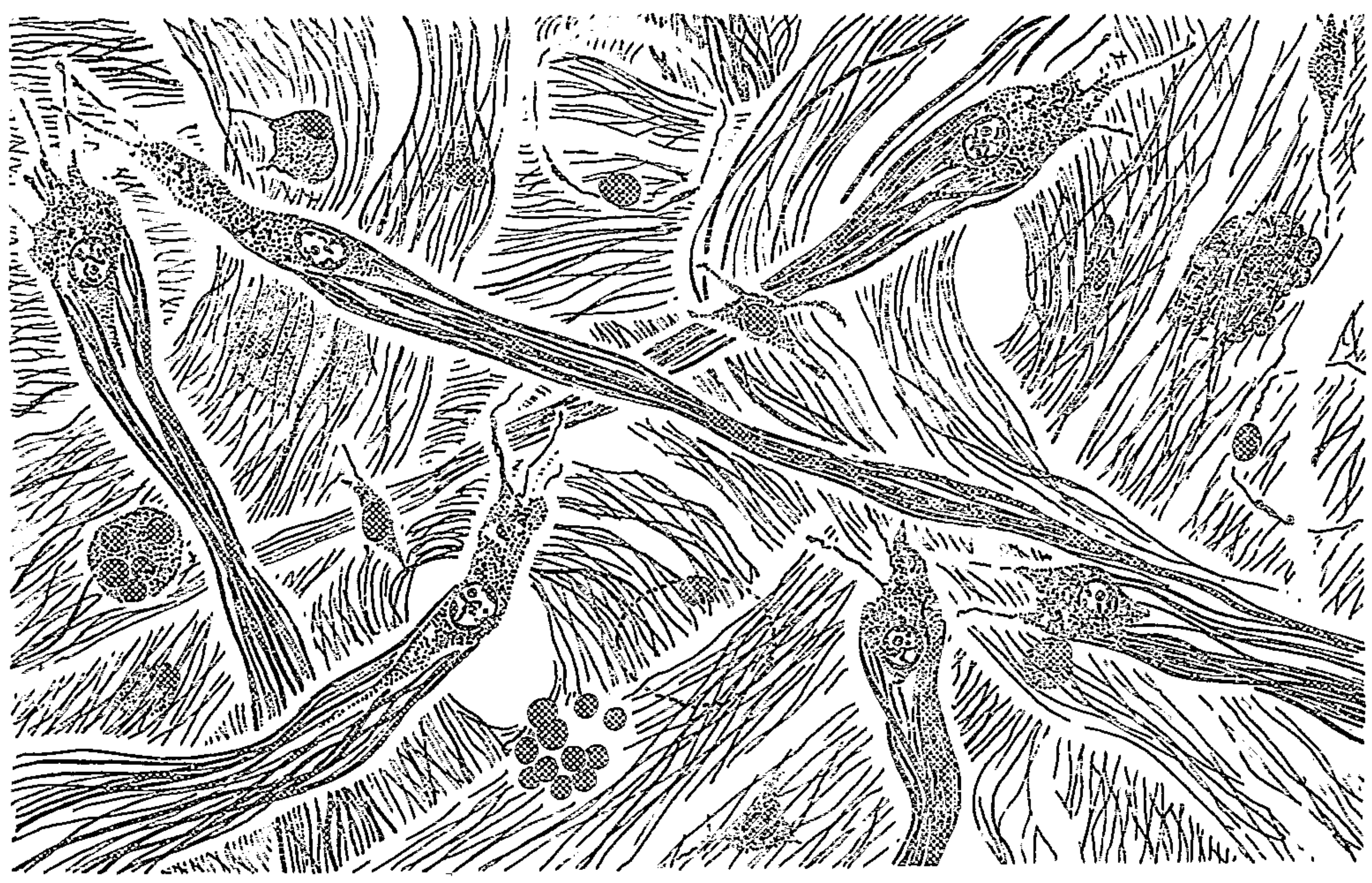
Dans une Publication de 1952, Ankel et Winterman-Kilian [1] ont décrit des cellules hautement différenciées, les lophocytes, découvertes chez une Éponge d'eau douce, *Ephydatia fluviatilis.* Ces éléments sont caractérisés par un pinceau de filaments ténus, insérés à l'extrémité d'une hampe protoplasmique rétractile. La morphologie des lophocytes et leur situation au sein d'un épithélium double suggéraient à ces auteurs la possibilité d'un rôle nerveux. Ayant retrouvé des éléments semblables chez une autre Éponge siliceuse, *Pachymatisma johnstonni*, nous avons été conduits à contester cette hypothèse [2].

Les observations que nous venons d'effectuer sur une troisième Éponge siliceuse, *Chondrosia reniformis* Nardo, apportent de nouvelles données. Cette Éponge tétractinellide a été récoltée en Méditerranée, au large de Sfax (Tunisie), dans le golfe de la Petite Syrte. Elle est dépourvue de squelette et, fait important, son mésenchyme est de nature fibrillaire, condensé en faisceaux entrecroisés, particulièrement denses au niveau de la couche dermique.

C'est au sein de ce mésenchyme, à la périphérie comme au cœur de l'Éponge dans les zones des corbeilles, que sont nettement visibles les lophocytes. Dans la presque totalité des cas, la touffe de fibres caractéristiques ne s'insère pas au sommet d'un prolongement protoplasmique rétractile, mais directement sur le corps cellulaire, dans la moitié correspondant au pôle du pinceau. Néanmoins, dans l'axe de ce faisceau de filaments, la cellule envoie un prolongement de diamètre progressivement décroissant, et sur lequel s'insèrent encore des fibres. Autrement dit, nous relevons surtout la présence de ce type morphologique que Ankel et nous-mêmes avons décrit comme une « forme contractée » du lophocyte. Le protoplasme cellulaire contient des granulations multiples et, au pôle opposé à celui du pinceau, émet de fins pseudopodes en pointes. La concentration de ces éléments ne présente plus de zones électives (comme chez *Ephydatia* et *Pachymatisma*). Les lophocytes sont uniformément répartis dans le mésenchyme et sont soumis à l'extension de celui-ci, dans la profondeur des tissus comme en surface.

Les fibres du pinceau, caractéristique de ces cellules, sont en continuité directe avec celles des faisceaux entrecroisés qui constituent la trame de la substance fondamentale du mésenchyme. Nous n'avons donc plus affaire à des structures isolées les unes des autres, mais à des rubans fibrillaires au

bout desquels se trouvent des cellules mobiles, les lophocytes, qui circulent librement au sein des tissus en sécrétant dans leur sillage les faisceaux de fibres longitudinales parallèles.



L'observation de lophocytes isolés, avec les filaments de leur pinceau nettement interrompus au bout d'une certaine longueur, est à mettre sur le compte des coupes au microtome qui sectionne les faisceaux dès qu'ils sortent du plan de la préparation. D'autre part, l'examen systématique de préparations d'épaisseur croissante (de 2 à 10 μ), colorées selon des techniques diverses (hématoxyline, Feulgen, bleu trypan, complexe ammoniaco-argentique), nous a montré que, même dans les cas où le ruban fibrillaire n'est pas sectionné, les réactions colorées sont plus intenses dans la partie proximale du ruban, proche de la cellule, et prêtent donc à confusion en laissant croire à la discontinuité.

Ainsi, chez *Chondrosia reniformis*, les lophocytes apparaissent comme des éléments sécréteurs, assimilables soit aux cellules conjonctives souches de la substance fondamentale, amorphe et homogène, de la plupart des Éponges, soit aux cellules squelettogènes d'un type semblable à celui que nous avons décrit chez *Halisarca* [3], Éponge tétractinellide dépourvue de spicules et de spongine, proche de la *Chondrosia*. Indiscutablement distincts des éléments musculaires ou nerveux, ces lophocytes correspondent à une différenciation « glandulaire », particulièrement active chez des Éponges dépourvues de squelette rigide (*Chondrosia*), ou bien, en ce qui concerne

les Spongiaires possédant un squelette (*Ephydatia* et *Pachymatisma*), concentrée dans les territoires où la trame conjonctive joue un rôle de soutien important.

(*) Séance du 1er avril 1957.
(1) *Z. Naturforsch.*, 7, 1952, p. 475-481.
(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1447.
(3) *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 17, 1955, p. 203-288.

(*Faculté des Sciences, Montpellier, Hérault.*)

BIOLOGIE. — *Contribution à l'étude biologique des Sphégides (Hyménoptères). Les activités en relation avec la proie, chez* Liris nigra *V. d. L.* (= Notogonia pompiliformis *Panz*). Note de M. **André Steiner**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

1. *Capture et préparation des proies.* — Les proies de *Liris nigra* sont des Gryllides de diverses espèces, pris à différents stades de leur développement. D'ordinaire, la chasse débute par une activité ambulatoire qui met en contact le chasseur et sa proie. Cette dernière ayant une tendance à fuir, le *Liris* la poursuit en s'aidant surtout de la vue, et cherche à s'emparer du Grillon en le saisissant, à l'aide des mandibules et aussi des membres, par une patte postérieure, le plus souvent. Puis la première piqûre est infligée, immobilisant les pattes postérieures du Grillon, dont la fuite est ainsi ralentie; la paralysie sera complète après l'administration de deux autres piqûres.

Dans la paralysie typique, l'aiguillon est introduit successivement *de l'arrière vers l'avant* et *du même côté* du Grillon, dans les trois points suivants : base d'une des pattes postérieures (*devant* ou *derrière* celle-ci), base d'une patte antérieure (à l'arrière de celle-ci), pli du cou, légèrement de côté. De nombreuses variantes ont cependant été observées dans le nombre, la succession, l'emplacement, des piqûres. Notons que si un Grillon (déjà paralysé, par exemple) ne réagit pas à l'attaque du Sphégide, ce dernier ne lui inflige généralement que les deux dernières piqûres; la première étant absente ou seulement esquissée.

Après l'avoir paralysée et l'avoir *retournée* sur le dos (si elle n'était pas déjà dans cette position), le Sphégide fait subir à la proie une « préparation »; il se place ventre contre ventre avec elle et lui malaxe alternativement la base des pattes antérieures, en prélevant en même temps (mais non toujours) des humeurs à la proie. Puis, le Grillon est soit *abandonné* (généralement le *ventre en l'air*), soit transporté, *presque toujours après avoir été remis en position normale.*

Si la première piqûre n'est pas infligée rapidement, les proies, très vives, échappent souvent au chasseur en fuyant ou en se dégageant de son étreinte (autotomie de la patte postérieure saisie, ou ruades désordonnées). *Toute cause ralentissant l'exécution de la première piqûre diminue les chances de capture de la proie.*

La rapidité et la précision de la première piqûre dépendent, en partie, de l'intensité de la motivation; cette rapidité dépend aussi des conditions physiologiques générales. Ainsi, chez les vieilles Guêpes, les essais infructueux de capture se multiplient; l'activité prédatrice tend à s'exercer aux dépens de proies affaiblies ou déjà immobilisées par d'autres Guêpes. *La taille de la proie* a également son importance; le Sphégide a d'autant plus de difficulté à prendre l'attitude correcte lors de la première piqûre que la proie est de taille extrême, petite et surtout grande.

L'observation confirme que le prédateur *attaque* effectivement les proies de taille extrême (il ne « choisit » pas ses proies en fonction de leur taille), mais il parvient rarement à les capturer, sauf dans des conditions expérimentales (Grillons de taille très grande entravés ou affaiblis). Dans ce dernier cas, la taille des Grillons paralysés était parfois tellement grande que le prédateur était incapable d'en effectuer ultérieurement le transport.

La chasse, la paralysie et la préparation des proies peuvent être effectuées en dehors de la période reproductrice.

Le *Liris* peut piquer des Grillons en dehors de la phase d'activité prédatrice, en interrompant même d'autres activités *en relation ou non avec les proies* (creusement p. ex., dans la seconde éventualité); mais le plus souvent à l'occasion de tout trouble (interne ou externe) survenant durant la manipulation des proies, par exemple perte accidentelle de la proie, etc. Des Grillons déjà immobilisés et même des *exuvies* peuvent être piqués. La paralysie est généralement suivie d'un « réveil » rapide, plus ou moins complet de la proie.

2. *Le transport des proies* s'effectue sur le sol, à la marche entrecoupée de sauts avec battements d'ailes, et au vol en de rares occasions. La proie est tirée par les antennes, à l'aide des mandibules; parfois les pattes antérieures embrassent saisies le cou. Le Grillon est traîné en position normale et parfois ventre en l'air (par exemple quand il n'a pas été retourné après la préparation); alors, il est fréquemment tiré par les *palpes labiaux* et non par les antennes.

3. *L'introduction de la proie.* — La proie n'est qu'*exceptionnellement déposée* au bord du terrier avant l'introduction, auquel cas le Sphégide la tire alors à reculons, par les antennes, après avoir visité au préalable le terrier.

4. *Les manœuvres de ponte et la ponte.* — La ponte n'a lieu que lorsque l'approvisionnement, fait de un à quatre Grillons, est achevé. Au préa-

lable, les victimes subissent dans le terrier, un certain nombre de fois le malaxage des pattes antérieures (comme après la paralysie), suivi souvent d'esquisses de ponte : d'abord ventre contre ventre avec la proie (malaxage des pattes antérieures), le *Liris*, tout en restant dans le plan sagittal de la proie, contourne celle-ci par son extrémité céphalique, vient se placer dorsalement et « tête bêche » par rapport au Grillon; l'extrémité de l'abdomen du Sphégide se recourbe latéro-ventralement par rapport au Grillon, entre les paires de pattes antérieures et médianes, et balaie cette aire d'un mouvement de va-et-vient. L'œuf émis est placé en travers du corps et collé par son pôle céphalique à la base de la patte antérieure, du côté où l'abdomen du *Liris* s'est recourbé. Puis le *Liris* se retire et entreprend peu après la clôture du nid.

A quelques exceptions près, les proies se trouvent toujours orientées *la tête tournée vers le fond du terrier.*

Avant la ponte, le Grillon peut être placé expérimentalement sur le dos, sur le ventre, ou même verticalement; *Liris* passe toujours de la face *ventrale* à la face *dorsale* de la proie, en la contournant par son *extrémité céphalique.*

(*Laboratoire de Zoologie et de Biologie animale, Faculté des Sciences, Montpellier.*)

GÉNÉTIQUE ÉVOLUTIVE. — *Sur la parade nuptiale des mâles de deux souches de* Drosophila melanogaster. Note de M. **Ernest Bösiger**, présentée par M. Maurice Caullery.

L'observation du comportement des mâles d'une souche *vermilion* et d'une souche *cinnabar* de *Drosophila melanogaster* met en évidence des différences considérables dans l'intensité et la persévérance avec lesquelles ils effectuent leur parade nuptiale.

L'étude de populations de *Drosophila melanogaster* dans les cages à population conçues par G. Teissier et Ph. L'Héritier (1), et en tubes de culture a montré que les mâles d'une souche *cinnabar* (*cn*) ont un avantage sélectif sur les mâles d'une souche *vermilion* (*v*) (2), (3), (4). Ces expériences ont permis d'établir l'hypothèse d'une plus grande activité sexuelle des mâles *cn*. Il était souhaitable de vérifier cette interprétation des résultats par une observation directe du comportement des mâles.

A. H. Sturtevant (5), H. T. Spieth (6), M. Bastock et A. Manning (7) et d'autres auteurs ont donné des descriptions générales de la parade nuptiale de *Drosophila melanogaster*. La présente Note concerne spécialement la comparaison de la parade des mâles *cn* et des mâles *v*.

Matériel et technique. — Les mêmes souches qui ont servi aux expé-

riences déjà mentionnées, ont été utilisées pour l'observation du comportement des mâles. La souche *v* a été élevée pendant de longues années au laboratoire. La souche *cn* descend de mouches capturées, en 1951, dans une population naturelle à Bâle. Les deux souches ne sont pas isogénéisées entre elles, et l'on ne peut pas attribuer les différences dans le comportement des mâles à un effet pléiotropique des gènes *cn* et *v*. Dans une Note antérieure, des arguments en faveur d'une base polygénique ont été donnés [8].

Les femelles et les mâles, qui doivent servir à l'observation, sont répartis séparément dans des tubes de culture avant d'avoir atteint leur maturité sexuelle. A l'âge de trois jours, une femelle de la souche *v* et un mâle *v* ou *cn* sont introduits, sans narcotisation, dans une cellule d'observation aérée et légèrement humidifiée. Les observations se font dans une pièce obscure, à une température maintenue à 25°, entre 15 et 18 h et durent 30 mn pour un couple. Si un accouplement a eu lieu, l'observation est interrompue.

Résultats. — En dehors de l'observation générale du comportement, quatre données ont été relevées pour chaque mâle : 1° le temps d'attente à partir du moment de la mise en cellule du couple jusqu'au début de la parade nuptiale; 2° le temps d'attente jusqu'au début de l'accouplement; 3° le nombre d'essais d'accouplement et 4° la durée de l'accouplement. Les résultats sont consignés dans les quatre tableaux ci-dessous.

L'observation a porté sur 31 mâles *v*, dont 12 (38,7 %) se sont accouplés et sur 29 mâles *cn*, dont 26 (89,7 %) se sont accouplés. Les observations confirment bien les résultats acquis antérieurement avec d'autres dispositions expérimentales [2], [3], [4], [8], et apportent de nouveaux faits, qui contribuent à expliquer l'avantage sélectif des mâles *cn*.

TABLEAU I.

Début de la parade.

Minutes.	Mâles *v*.	Mâles *cn*.	Minutes.	Mâles *v*.	Mâles *cn*.
0–1	8	14	4– 5	0	3
1–2	10	8	5–10	4	1
2–3	2	1	10–30	0	0
3–4	2	2	> 30	5	0

TABLEAU II.

Début de l'accouplement.

Minutes.	Mâles *v*.	(%).	Mâles *cn*.	(%).	Minutes.	Mâles *v*.	(%).	Mâles *cn*.	(%).
0– 5	4	12,9	14	48,3	20–25	1	3,2	1	3,4
5–10	6	19,4	5	17,2	25–30	0	0	1	3,4
10–15	1	3,2	4	13,8	> 30	19	61,3	3	10,3
15–20	0	0	1	3,4					

TABLEAU III.

Nombre d'essais.

Nombre.	Mâles *v*.	Mâles *cn*.
0	14	2
1	10	11
2	4	1
3	3	4
4	0	4
5-8	0	3
9-12	0	3
21	0	1
TOTAL	27	114
MOYENNE	0,88	3,93

TABLEAU IV.

Durée de l'accouplement en minutes.

Mâles.	Minimum.	Maximum.	Moyenne.
v	12	26,5	16,2
cn	8,5	19,5	13,7

Le tableau I montre que les mâles *cn* commencent la parade nuptiale plus tôt que les mâles *v*. Tous les mâles *cn* ont effectué une parade, au plus tard 10 min après avoir été placés en présence de la femelle, tandis que 5 mâles *v* ne manifestaient aucune activité sexuelle pendant les 30 min de l'observation.

Dans le tableau II figurent les temps d'attente, depuis la mise en cellule du couple jusqu'au début de l'accouplement, répartis en intervalles de 5 mn. On constate que l'accouplement a eu lieu dans les premières 5 mn pour presque la moitié des mâles *cn* et pour 1/8e seulement des mâles *v*.

Le tableau III concerne les essais d'accouplement que les mâles font après une plus ou moins longue période de parade nuptiale. Parfois cet essai réussit dès la première fois, sinon le mâle recommence la parade. Mais 55,2 % des mâles *cn*, contre 22,6 % seulement des mâles *v* ont fait plus d'un essai d'accouplement. La moyenne du nombre d'essais d'accouplement est bien plus élevée pour les mâles *cn*. Le plus grand nombre d'essais est 3 pour les mâles *v* et 21 pour les mâles *cn*. 45,2 % des mâles *v*, contre 6,9 % des mâles *cn* n'ont pas du tout fait d'essai d'accouplement.

Le tableau IV indique une durée d'accouplement légèrement plus élevée pour les mâles *v*. Le petit nombre des observations ne fournit pas une différence significative.

Quand on compare enfin la manière d'effectuer la parade, on constate des différences importantes entre les deux types de mâles.

Les mâles *v* procèdent à la parade à des intervalles longs; et chacune

d'elles ne dure que quelques secondes. En général, ils ne suivent pas la femelle et recommencent une nouvelle parade seulement quand ils la rencontrent. Les déplacements en demi-cercles autour de la tête de la femelle, l'écartement et les vibrations des ailes sont exécutés assez lentement et peu de fois.

Les mâles *cn*, par contre, accomplissent leur parade avec beaucoup d'énergie, de persévérance et de régularité. Ils courent souvent vers la femelle, la poursuivent, quand elle se déplace, font un grand nombre de fois et très rapidement des mouvements en demi-cercles, des écartements et des vibrations des ailes. Une parade est en général poursuivie pendant plusieurs minutes, et les intervalles ne durent que quelques secondes. Ainsi la durée effective de la parade est considérablement plus longue chez les mâles *cn*.

Conclusions. — L'avantage sélectif des mâles *cn* sur les mâles *v* s'écarte largement de la panmixie. Il a été mis en évidence antérieurement par des techniques de la génétique des populations. L'observation du comportement des mâles montre bien que le succès des mâles *cn* est dû à leur plus forte activité sexuelle.

(1) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 176.
(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 934.
(3) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1180.
(4) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1320.
(5) *J. Animal Behavior*, 5, 1915, p. 351; *Carnegie Inst. Washington Publ.*, n° 301, 1921, p. 1.
(6) *Bull. Amer. Mus. Nat. Hist.*, 99, 1952, p. 399.
(7) *Behaviour*, 8, 1955, p. 85.
(8) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1419.

CANCÉROLOGIE. — *Mise en évidence au microscope électronique d'inclusions cytoplasmiques particulières dans uu cas de myxosarcome humain.* Note (*) de MM. **Robert Leplus, Wilhem Bernhard** et **Charles Oberling**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans le cadre d'une étude systématique de l'ultrastructure des cellules cancéreuses provenant de tumeurs malignes chez l'Homme, la microscopie électronique a révélé la présence d'inclusions particulières dans le cytoplasme des cellules tumorales obtenues à partir d'un cas de myxosarcome humain.

Il s'agissait d'un malade opéré en 1955 d'une volumineuse tumeur de la face postéro-utérine de la cuisse droite dont l'examen histologique devait révéler le caractère myxosarcomateux. Deux ans après, il était de nouveau hospitalisé en raison de l'apparition d'une ascite abdominale et de très nombreuses adénopathies à évolution très rapide.

La biopsie effectuée à deux reprises de ganglions métastasiques a permis d'en prélever des fragments en vue d'une étude au microscope électronique, après fixation à l'acide osmique tamponné à 2 % suivant la méthode courante.



Fig. 1. — Coupe ultrafine d'une portion de cellule tumorale avec une inclusion cytoplasmique (→) des mitochondries (m) des vacuoles (v), le noyau (n) et la membrane cellulaire (M) (G×25 500). Le dessin en bas à droite est destiné à faire ressortir les corpuscules sphériques contenus dans l'inclusion.

L'examen au microscope optique du tissu tumoral a montré la présence de trois types cellulaires : des éléments d'aspect fusiforme, de petites cellules

rondes et de volumineuses cellules d'aspect vacuolaire. En dehors des cellules tumorales, on remarque de nombreux mastocytes. C'est dans le cytoplasme des cellules vacuolaires que le microscope électronique a mis en évidence, en coupes ultrafines, des corps arrondis ou ovalaires très contrastés en nombre généralement unique, dont l'existence n'a pas été signalée jusqu'ici. Leur taille varie entre 0,8 et 3 μ de diamètre mais peut exceptionnellement atteindre 5 μ. Ils sont constitués d'une substance dont le contraste très élevé frappe l'observateur et dont l'ultrastructure offre des images variées, témoins probables d'une évolution successive. Il est ainsi possible de décrire trois stades : un premier caractérisé par l'apparition d'une masse homogène et finement grenue au sein de laquelle se dessinent, dans un deuxième stade, des gerbes de fines fibrilles dont quelques-unes sont nettement striées. Leur périodicité oscille aux alentours de 420 Å. Enfin, dans un troisième stade, le corps s'opacifie davantage. Son centre peut devenir plus imperméable aux électrons. Sa portion périphérique prend un aspect globuleux et l'on distingue nettement des particules denses de taille sphérique de 50 à 60 mμ, mais dont les plus petites mesurent 10 mμ, les plus grandes 90 mμ (*fig.* 1). Quelques-unes sont entourées d'une mince membrane et présentent une densification centrale, d'autres sont mal délimitées et ne permettent pas de déceler une structure interne.

Si ces corps ne semblent pas avoir de rapport précis avec les organites cellulaires normaux, leur présence est par contre liée à celle de *vacuoles*. En effet, on trouve fréquemment soit à l'intérieur, soit au contact avec l'inclusion, des vacuoles contenant une substance d'apparence réticulée ou floconneuse. Ces vésicules peuvent atteindre une taille considérable. En nombre unique ou multiple elles peuvent occuper la presque totalité du cytoplasme et dans ce cas refouler le noyau aplati vers la périphérie. La cellule offre alors une image comparable à celle de « bague à chaton » observée dans certains épithéliomas. L'inclusion peut persister et l'on peut la trouver sous forme d'un croissant au contact de la membrane vacuolaire.

La nature histochimique de ces inclusions est malheureusement difficile à élucider en raison de leur rareté relative d'une part, et de leurs dimensions généralement réduites de l'autre. Colorées au bleu de toluidine, elles apparaissent fortement basophiles et ne montrent aucune métachromasie, mais les résultats obtenus après la coloration au mucicarmin, selon Feulgen et Mac Manus ne sont pas concluantes, les corps n'ayant apparu qu'en teintes faiblement roses dans les trois cas.

Quant à la signification de ces inclusions, il paraît certain qu'elles sont en rapport avec la formation des vacuoles et de la production de substance mucoïde caractérisant ce cancer. Elles n'ont jamais été observées dans du tissu normal.

L'observation de particules dont la morphologie peut suggérer celle du virus est à retenir, mais à l'heure actuelle rien ne permet d'indiquer leur nature réelle.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(*Institut de Recherches sur le Cancer Gustave Roussy, Villejuif, Seine.*)

CANCÉROLOGIE. — *Réactivité sélective de l'histamine sur les substances cancérigènes.* Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

L'histamine constituant des neurones présente une affinité particulière pour les substances cancérigènes à l'exclusion des isomères non cancérigènes. Une atteinte du système nerveux paraît donc être à l'origine des perturbations de la croissance cellulaire qui aboutissent au cancer.

Il a été établi dans une étude récente que l'affinité du thallium pour l'histamine semble être la cause de la destruction par l'empoisonnement thallique des terminaisons nerveuses et surtout de celles qui se montrent histochimiquement riches en intermédiaires chimiques (1), (2), (3). Considérant le rôle des nerfs et tout spécialement des amines nerveuses sur les phénomènes de croissance, nous avons été amenés à rechercher les affinités pouvant exister entre ces amines et les substances cancérigènes. Les conditions donnant aux substances cancérigènes leurs propriétés caractéristiques et, en particulier, les conditions de structure, ont été très étudiées (4), (5), (6), (7), mais l'hypothèse d'une fixation de la molécule cancérigène par un composant cellulaire formulée par certains (7) n'a pas encore été vérifiée. Cette fixation semble être le chaînon qui manque pour aboutir au déréglage de la croissance cellulaire capable de donner des cancers.

Nous commençons l'étude des amines nerveuses par celle de l'histamine. Nous avons mis en contact avec l'histamine le méthylcholanthrène, substance très cancérigène, le benzopyrène-3.4 également très cancérigène, le pentacène et le pérylène, isomères non cancérigènes du benzopyrène et le phénanthrène non cancérigène.

L'histamine a été préparée à l'état surfondu et en solution aqueuse. Les systèmes ont été observés dans le proche et le moyen ultraviolet.

Si l'on introduit dans l'histamine à l'état surfondu une parcelle de chacune de ces substances, le pentacène ne se dissout pas, aucune bande n'apparaît même après un contact de huit jours. Les autres substances non cancérigènes se dissolvent faiblement mais leurs bandes apparaissent nettes et non déplacées par rapport à celles des solutions dans l'éthanol. Les substances cancérigènes se dissolvent et l'on observe un effet bathochrome très net. Le déplacement des bandes est de 60 à 80 Å et ce déplacement s'accuse au fur et à mesure que l'on avance vers le visible.

Si l'on introduit les substances dans une solution aqueuse d'histamine, les substances non cancérigènes ne se dissolvent pas tandis qu'on observe une solubilisation de la substance cancérigène par l'histamine. Cette solubilité nouvelle dans l'eau peut s'expliquer par la formation d'un complexe avec l'histamine. Tandis que les bandes des substances cancérigènes ne sont pas décelables et que l'absorption est à peu près nulle en milieu aqueux dans les conditions de l'expérience, l'absorption est considérable et les bandes apparaissent nettes et déplacées vers le visible dans les mêmes conditions lorsque ces substances sont introduites dans une solution aqueuse d'histamine.

L'expression :

$$\varepsilon c = \text{col} \frac{I}{I_0} \frac{1}{l},$$

ε, le coefficient d'extinction moléculaire;
c, la concentration de la substance cancérigène;
l, l'épaisseur de la cuve en centimètre
donne les chiffres suivants :

1° *Pour le benzopyrène*-3.4 :

λ.	Dans l'histamine surfondue, la cuve de référence contient l'histamine surfondue.	Dans une solution aqueuse d'histamine à 50%, la cuve de référence contient la solution aqueuse d'histamine à 50%.
2650 Å	85	28,1
2780	55	19
2970	90	28,9

2° *Pour le méthylcholanthrène :*

λ.	Dans l'histamine surfondue, la cuve de référence contient l'histamine surfondue.	Dans une solution aqueuse d'histamine à 50%, la cuve de référence contient la solution aqueuse d'histamine à 50%.
2750 Å	100	4,5
2870	142	6,4
2980	175	8,1

La solution de benzopyrène dans le système eau-histamine, ancienne de trois jours, est arrivée à saturation; celle de méthylcholanthrène, toute récente, est loin d'être saturée.

L'existence d'un complexe absorbant avec l'histamine rend délicate la mesure de la solubilisation de la substance cancérigène. Cette solubilisation est à l'étude.

Il semble résulter de cet ensemble de choses que l'histamine en présence de substances cancérigènes donne lieu à une réaction mettant en jeu des

molécules entières. Une modification de la structure électronique de l'ensemble se traduit par des changements corrélatifs dans les spectres d'absorption ultraviolet (accroissement du coefficient d'extinction et déplacement des bandes), une activation correspond à ce déplacement vers les grandes longueurs d'ondes, λ étant liée à l'énergie de transition ΔE par la relation

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E}.$$

Si l'activité cancérigène n'est pas directement solidaire de la transition $N—V_1$, lorsque cette transition est amenée par la substitution *in vitro* d'un radical sur une molécule organique ([8]), il semble que l'effet bathochrome causé par un substrat constituant du protoplasme soit essentiel, le double phénomène d'activation par association avec un élément des neurones suffit probablement à produire la perturbation qui deviendra l'origine du dérèglement de la croissance cellulaire.

L'étude actuelle ramènerait ainsi le problème de l'activité cancérigène à un problème de réactivité chimique de l'histamine vis-à-vis des substances cancérigènes.

Il est remarquable qu'une transformation physico-chimique importante se produise dans une des amines nerveuses en présence des corps cancérigènes, à l'exclusion des isomères et des corps analogues non actifs. Cette perturbation élective et profonde est d'autant plus suggestive que le rôle des nerfs sur la croissance est bien connu ([9]). La part des amines nerveuses dans divers phénomènes de régulation tardifs de la croissance cellulaire a été mise en évidence par Ch. Champy ([10]), ([11]), ([12]).

([1]) S. HATEM, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1190.
([2]) C. CHAMPY et S. HATEM, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 23 mars 1957.
([3]) THARANNE, *C. R. Soc. Biol.*, séance du 23 mars 1957.
([4]) PACAULT, *Ann. Chim.*, 1946, p. 527.
([5]) PULLMANN, *Thèse*, Paris, 1946.
([6]) LACASSAGNE, BUU-HOÏ et LECOCQ, *Bull. cancer*, 33, 1946, p. 48-59.
([7]) A. PULLMANN et B. PULLMANN, *Cancérisation par les substances chimiques et structure moléculaire*, Masson et Cie, Paris, 1955.
([8]) PACAULT, *Soc. Chim. de France*, 1950, p. 1270.
([9]) P. LOCATELLI, *Archivio. Sc. Biol.*, 34, 1923.
([10]) CHAMPY et coll., *C. R. Acad. Méd.*, nos 7-8, 1948, p. 115.
([11]) CHAMPY et coll., *C. R. Assoc. des Anat. de Louvain*, 2 avril 1950.
([12]) CHAMPY et coll., *Bull. Biol de France et Belgique*, 89, fasc. 2, juillet 1955, p. 211.

(*Sorbonne et Faculté de Médecine, Paris.*)

A 15 h 40 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Après délibération, le projet de vœu présenté à l'Académie, par M. Jean Leray, est adopté dans les termes suivants. Il sera transmis au Gouvernement.

L'Académie des sciences,

s'associant à l'émotion provoquée dans les milieux scientifiques par un ensemble d'actes administratifs,

qui accordent des crédits de fonctionnement insuffisants à des institutions de recherche ayant acquis une réputation séculaire et universelle ;

qui retardent la reconstruction de locaux vétustes ou trop exigus;

qui font une situation médiocre à leur personnel administratif, à leur petit personnel et à leurs agents techniques, dont le rôle modeste est pourtant si précieux;

qui tarissent le recrutement de leurs chercheurs et, à brève échéance, celui des membres de l'enseignement secondaire, en croyant rendre service à ce dernier;

qui conduisent les chercheurs formés par eux à accepter des traitements décents dans des institutions plus récentes, semi-publiques ou privées;

redoutant qu'en présence des efforts d'autres pays, qui comprennent pleinement l'importance de la science et de la technique, la France ne puisse garder un rang digne d'elle;

redoutant que bientôt notre pays ne puisse plus préparer efficacement sa jeunesse aux carrières intellectuelles ;

Émet le voeu,

que l'Université et les grandes Institutions scientifiques soient dotées des crédits nécessaires;

que soient simplifiées les règles administratives qui, retardant l'emploi des crédits, en diminuent grandement l'efficacité.

La séance est levée à 16 h 5 m.

R. C.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 15 AVRIL 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** signale à l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de Pâques, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 24 avril au lieu du lundi 22.

M. **André Duparque** adresse en hommage à l'Académie son Mémoire intitulé : *Structure microscopique des charbons du Bassin houiller du Nord et du Pas-de-Calais* (*Texte et planches*) et une collection de tirages à part de ses travaux sur les houilles.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Roger Heim** :

Encyclopédie biologique. LII. *Dictionnaire des huiles végétales*, par Paul-H. Mensier.

DÉSIGNATIONS.

Sont désignés pour représenter l'Académie :

— au **Congrès du troisième centenaire de la mort de William Harvey**, qui aura lieu à Londres, du 3 au 8 juin 1957 : M. **François de Gaudart d'Allaines** ;

— au LXXVIe Congrès annuel de l'**Association française pour l'Avancement des Sciences**, qui se tiendra à Périgueux, du 16 au 21 juillet 1957 : M. **Philibert Guinier**.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée de la Cérémonie organisée le 14 mai 1957 par la **Société des Amis des sciences et des lettres de Poznan** (Pologne), pour célébrer le centenaire de sa fondation.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Le cinquième Congrès mondial de l'Alliance française*, 27-28 *mars* 1956;

2° Valdar Jaanusson. *Middle Ordovician Ostracodes of Central and Southern Sweden* (Thèse, Uppsala);

3° Lars Garby. *Studies on transfer of matter across membranes with special reference to the isolated human amniotic membrane and the exchange of amniotic fluid* (Thèse, Uppsala);

4° Olov Hedberg. *Afroalpine vascular plants. A taxonomic revision* (Thèse, Uppsala);

5° Jardin botanique de l'État (Bruxelles). *Flore générale de Belgique*, publiée sous la direction de Walter Robyns. *Bryophytes.* Volume I. Fascicule 2, par Constant Vanden Berghen;

6° Institut des Parcs nationaux du Congo belge. *Exploration du Parc national Albert. Mission J. de Heinzelin de Braucourt* (1950). Fascicule 2;

7° id. *Exploration du Parc national de la Garamba. Mission H. de Saeger en collaboration avec P. Baert, G. Demoulin, I. Denisoff, J. Martin, M. Micha, A. Noirfalise, P. Schoemaker, G. Troupin et J. Verschuren* (1949-1952). Fascicule 7;

8° Université de Gand. *Liber memorialis. Notices biographiques.* Tome I. *Faculté de philosophie et lettres. Faculté de droit.* Tome II. *Faculté des sciences et Écoles spéciales du génie civil et des arts et manufactures. Faculté de médecine;*

9° id. Faculté des sciences. Écoles du génie civil, des arts et des manufactures. *Description succincte et illustrée des laboratoires techniques;*

10° *Theorie der Snelheidsverdelingen van Veelvoudig Verstrooide Neutronen in uitgebreide materiele middens onderworpen aan thermische Beweging.* (*Theory of the velocity distributions of neutrons undergoing multiple scattering in extended media subjected to thermal motion*), door Carl C. Grosjean (Thèse, Gand).

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur les solutions périodiques d'une certaine équation fonctionnelle.* Note de M. **Martin Ålander**, présentée par M. Paul Montel.

1. Je me propose d'étudier les fonctions entières $F(z)$ réelles avec z et périodiques satisfaisant aux équations

$$\text{(I)} \qquad \mathcal{F}'(z) = \mathcal{F}(z+\alpha);$$

$$\text{(II)} \qquad \mathcal{F}'(z) = a\,\mathcal{F}(z+\beta),$$

α étant une constante réelle, a et β des constantes. Les solutions sont des combinaisons linéaires de fonctions exponentielles que l'on peut obtenir par la méthode de Bourlet ([1]). Je montre directement que pour, $\alpha = \pi/2$, (I) admet

une solution de la forme $A \sin z + B \cos z$. Ce cas écarté, en posant

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} e^{tz}, \tag{1}$$

$$t = e^{\alpha t}, \tag{2}$$

la fonction (1) est encore une solution de (I), pourvu que t soit une racine réelle de *l'équation caractéristique* (2), ce qui exige $\alpha e \leqq 1$. Pour qu'il existe une solution de la forme

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} e^{tz} + \mathcal{B} e^{uz}; \qquad \omega_1 = \frac{2\pi i}{t}; \qquad \omega_2 = \frac{2\pi i}{u}, \tag{3}$$

il faut que les deux termes admettent la même période et par suite que α soit tel, qu'il existe deux entiers, p et q, (premiers entre entre eux), satisfaisant à

$$tp = qu. \tag{4}$$

On verra ci-après qu'il ne peut exister d'autres solutions. Les solutions de (II) se laissent déduire de celles de (I). Car si l'on pose

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} e^{atz}; \qquad \omega = \frac{2\pi i}{at}; \qquad \beta = \frac{\alpha}{a} \tag{5}$$

et qu'on développe le second membre de (II), on retrouve l'équation (2) *indépendamment de la valeur de a.*

2. Considérons le développement bien connu

$$\mathcal{F}(z) = \sum \mathcal{A}_n e^{t_n z}; \qquad t_n = \frac{2n\pi i}{\omega}. \tag{6}$$

Il en résulte, en vertu de l'équation (2)

$$A_n(t_n - e^{\alpha t_n}) = 0. \tag{7}$$

Comme la période d'une fonction entière réelle avec z (à un facteur constant près) ne peut être que réelle ou purement imaginaire, il en sera de même du rapport α/ω, ce qui n'est pas en général le cas pour les solutions (1).

3. Si ω est réel, (7) donne immédiatement $t_n = \pm i$ et les seules solutions suivantes :

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} \sin z + \mathcal{B} \cos z; \qquad \omega = 2\pi; \qquad 2\alpha = \pi. \tag{Ia}$$

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} \sin az + \mathcal{B} \cos az; \qquad a\omega = 2\pi; \qquad 2a\beta = \pi. \tag{IIa}$$

4. Si ω est purement imaginaire, on tire des équations (7) et (2)

$$\begin{cases} -\infty < \alpha \leqq 0, \\ 0 < t \leqq 1, \end{cases} \tag{8}$$

$$\begin{cases} 0 < e\alpha \leqq 1, \\ 1 < t \leqq e, \end{cases} \tag{9}$$

$$\begin{cases} 1 \geqq e\alpha > 0, \\ e \leqq t < \infty. \end{cases} \tag{10}$$

Dans le cas (8), la solution de (I) est de la forme (1), se réduisant à $\mathcal{A} e^z$ pour $\alpha = 0$. Dans les cas (9) et (10), l'équation (2) admet, pour toute valeur positive de $\alpha < 1/e$, deux racines réelles, l'une $t < e$, l'autre $u > e$, satisfaisant aux deux relations équivalentes

$$\frac{\log t}{t} = \frac{\log u}{u} = \alpha, \tag{11}$$

$$t^u = u^t. \tag{12}$$

Dans ces conditions, la solution (Ib) de (I) est de la forme (3), pourvu que la relation (4) soit vérifiée (n° suiv.). La solution correspondante de (II) sera

$$\mathcal{F}(z) = \mathcal{A} e^{atz} + \mathcal{B} e^{auz}; \qquad \beta = \frac{1}{a}\frac{\log t}{t} = \frac{1}{a}\frac{\log u}{u}. \tag{IIb}$$

5. Comme on sait ([2]), l'équation (12) admet une infinité de solutions rationnelles. Par suite, celles-ci satisfont à la relation (4). Or, on trouve aisément d'autres solutions assujetties à la même relation. Car, en posant $u = t^r$, il vient

$$t = r^s, \quad s = \frac{1}{r-1} \quad (1 < r < \infty); \quad \frac{\omega_1}{\omega_2} = \frac{u}{t} = r = \frac{p}{q};$$

$$t = \left(\frac{p}{q}\right)^\mu, \quad \mu = \frac{q}{p-q}; \quad u = \left(\frac{p}{q}\right)^\nu, \quad \nu = \frac{p}{p-q}. \tag{13}$$

Ici, t et u ne sont rationnelles que pour $p - q = 1$.

6. Les zéros des fonctions (Ib) et (IIb) se trouvent sur une droite. En dérivant, celle-ci s'éloigne indéfiniment de l'origine de telle manière que la distance entre deux droites consécutives sera égale à α ou à β. En effet, les arguments de ω et de β diffèrent d'un angle droit.

([1]) *Ann. Éc. Norm.*, t. XIV, 1897, p. 133.

([2]) DICKSON, *History of the theory of numbers*, New-York, II, 1952, p. 687.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Existence de cols pour les fonctions quasi-convexes et semi-continues.* Note (*) de M. **Maurice Sion**, présentée par M. Joseph Pérès.

Les généralisations non linéaires du théorème minimax de von Neumann s'appuient soit sur la séparation des ensembles convexes (H. Kneser, C. Berge) soit sur le théorème du point fixe de Brouwer (J. Nash, H. Nikaido). Le premier type nécessite des hypothèses topologiques moins fortes et des hypothèses de convexité plus fortes que le second. Généralisation d'énoncés des deux types.

Le théorème que nous voulons prouver est le suivant :

THÉORÈME A. — *Soient* M *et* N *deux espaces convexes et compacts et* f *une fonction sur* M $\times$ N *telle que : pour chaque* $\nu \in$ N, $f(\mu, \nu)$ *est semi-continue supé-*

rieurement et quasi concave, c'est-à-dire l'ensemble $\{\mu : f(\mu, \nu) \geqq \lambda\}$ *est convexe pour tout* λ *réel ; pour chaque* $\mu \in M$, $f(\mu, \nu)$ *est semi-continue inférieurement et quasi convexe, c'est-à-dire l'ensemble* $\{\nu : f(\mu, \nu) \leqq \lambda\}$ *est convexe pour tout* λ *réel. On a alors*

$$\max_{\mu \in M} \min_{\nu \in N} f(\mu, \nu) = \min_{\nu \in N} \max_{\mu \in M} f(\mu, \nu).$$

La démonstration se base sur les deux théorèmes suivants qui sont des conséquences immédiates des théorèmes de Knaster, Kuratowski, Mazurkiewicz [1] et de Helly [2] respectivement.

THÉORÈME 1. — *Soient* $S = [a_0, \ldots, a_n]$ *un simplexe de dimension n,* $A_0, \ldots, A_n$ *des ensembles ouverts tels que* $S - A_i$ *est convexe,* $a_i \notin A_j$ *pour* $i \neq j$, $S \subset \bigcup_{i=0}^{n} A_i$.

On a alors $\bigcap_{i=0}^{n} A_i \neq 0$.

THÉORÈME 2. — *Soit* $A = \{a_0, \ldots, a_n\}$ *un ensemble contenant* $n+1$ *points dans un espace de dimension* $k < n$. *Si* $\left(\overline{A - \{a_i\}}\right)$ *dénote l'enveloppe convexe de* $A - \{a_i\}$, *on a* $\bigcap_{i=0}^{n} \left(\overline{A - \{a_i\}}\right) \neq 0$.

Nous commençons la démonstration du théorème A avec le lemme suivant :

LEMME. — *Soit* $Y \subset N$ *un ensemble fini minimal par rapport à la propriété suivante : pour chaque* $\mu \in M$ *il existe un* $y \in Y$ *pour lequel* $f(\mu, y) < c$.

Il existe alors $\mu_0 \in M$ *avec* $f(\mu_0, y) < c$ *pour tout* $y \in Y$.

En effet, posons $Y = \{y_0, \ldots, y_n\}$ et $A_i = \{\mu : f(\mu, y_i) < c\}$. Les A_i sont ouverts et leurs compléments sont convexes. Par hypothèse, pour chaque i il existe $a_i \in M$ tel que $a_i \notin A_j$ pour $i \neq j$. Puisque $M \subset \bigcup_{i=0}^{n} A_i$ et $f(\mu, y_i)$ est quasi concave pour chaque i, on ne peut pas avoir $\bigcap_{i=0}^{n} \overline{\{a_0, \ldots, a_{i-1}, a_{i+1}, \ldots, a_n\}} \neq 0$, donc, d'après le théorème 2 les a_i sont linéairement indépendants et d'après le théorème 1 il existe $\mu_0 \in \bigcap_{i=0}^{n} A_i$.

Démonstration du théorème A. — Si $\max_{\mu \in M} \min_{\nu \in N} f(\mu, \nu) < c < \min_{\nu \in N} \max_{\mu \in M} f(\mu, \nu)$, on peut extraire de M et N respectivement deux ensembles X et Y finis et minimaux par rapport à la propriété suivante : pour chaque $\mu \in \overline{X}$ il existe un $y \in Y$ pour lequel $f(\mu, y) < c$ et pour chaque $\nu \in \overline{Y}$ il existe un $x \in X$ pour lequel $f(x, \nu) > c$. A l'aide du lemme précédent et de son dual obtenu en remplaçant Y par X et renversant les inégalités on obtient $\mu_0 \in \overline{X}$ et $\nu_0 \in \overline{Y}$ tels que $c < f(\mu_0, \nu_0) < c$.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) B. KNASTER, C. KURATOWSKI et S. MAZURKIEWICZ, *Fund. Math.*, 14, 1929, p. 132-138.

(2) E. HELLY, *J. der Deutsch. Math. Vereinig.* Bd 32, 1923, p. 175-176.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions arithmétiques fortement additives.* Note (*) de M. **HUBERT DELANGE**, présentée par M. Paul Montel.

Remarques sur un théorème de Kubilyus relatif aux fonctions arithmétiques fortement additives, et compléments à ce théorème.

Cette Note fait suite à deux Notes récentes de même titre (1). Nous conservons ici les notations de la première.

De plus, f étant toujours une fonction arithmétique réelle fortement additive, nous posons

$$K_x(t) = B(f, x)^{-2} \sum_{\substack{p \leq x \\ f(p) \leq t B(f, x)}} \frac{f(p)^2}{p}.$$

1. Kubilyus a établi récemment le théorème suivant (2) :

Supposons que la fonction f satisfasse à l'hypothèse suivante :

$$\text{(K)} \qquad \begin{cases} \lim\limits_{x \to +\infty} B(f, x) = +\infty \qquad \textit{et, pour} \quad \lambda > 1, \\ B(f, x^\lambda) \sim B(f, x) \quad \textit{quand } x \textit{ tend vers } +\infty \ (^3). \end{cases}$$

Alors, pour qu'il existe une fonction non décroissante F *satisfaisant à* $F(-\infty) = 0$ *et* $F(+\infty) = 1$, *telle que, quand x tend vers* $+\infty$, $(1/x)\, N(f, x, t)$ *tende vers* $F(t)$ *pour toute valeur de t pour laquelle* F *est continue, il faut et il suffit qu'il existe une fonction* K *non décroissante sur* $(-\infty, +\infty)$ *telle que, pour x infini,* $K_x(t)$ *tende vers* $K(t)$ *en tous les points de continuité de* K.

Lorsque ceci a lieu, on a pour tout t réel

$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{itu}\, dF(u) = \exp\left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{itu} - 1 - itu}{u^2}\, dK(u) \right\}.$$

Ceci entraîne en particulier que le théorème d'Erdös et Kac cité dans notre première Note reste vrai lorsqu'on remplace l'hypothèse (1) par la suivante, plus générale que notre hypothèse (H) :

$$\lim_{x \to +\infty} B(f, x) = +\infty, \qquad \text{et, } \textit{pour tout} \quad \varepsilon > 0,$$

$$\sum_{\substack{p \leq x \\ |f(p)| > \varepsilon B(f, x)}} \frac{f(p)^2}{p} = o[B(f, x)^2] \quad \text{quand } x \text{ tend vers } +\infty.$$

En effet, si ceci a lieu, lorsque x tend vers $+\infty$, $B(f, x^\lambda) \sim B(f, x)$ pour tout $\lambda > 1$ et $K_x(t)$ tend vers zéro pour $t < 0$ et vers 1 pour $t > 0$.

Par contre, le théorème d'Halberstam n'est plus vrai avec cette hypothèse. On ne peut donc pas espérer baser une démonstration du théorème de Kubilyus sur l'évaluation des sommes

$$\sum_{n\leq x}[f(n)-\mathrm{A}(f,x)]^q.$$

On peut cependant éviter ici aussi l'emploi de la méthode de Viggo Brun, en utilisant l'évaluation des sommes analogues aux précédentes relatives à la fonction fortement additive $g_{x,\mathrm{T}}$ définie par

$$g_{x,\mathrm{T}}(p)=\begin{cases} f(p) & \text{si } -\mathrm{TB}(f,x)<f(p)\leq\mathrm{TB}(f,x),\\ 0 & \text{dans le cas contraire.}\end{cases}$$

En supposant seulement que f satisfasse à l'hypothèse (K), on montre, à l'aide de cette évaluation, que, quels que soient t réel et T positif, on a quand x tend vers $+\infty$

$$\frac{1}{x}\sum_{n\leq x}\exp\left\{it\frac{g_{x,\mathrm{T}}(n)-\mathrm{A}(g_{x,\mathrm{T}},x)}{\mathrm{B}(f,x)}\right\}=\exp\left\{\int_{-\mathrm{T}}^{+\mathrm{T}}\frac{e^{itu}-1-itu}{u^2}\,d\mathrm{K}_x(u)\right\}+o[1].$$

On en déduit que, quel que soit t réel, on a pour x infini

$$\frac{1}{x}\sum_{n\leq x}\exp\left\{it\frac{f(n)-\mathrm{A}(f,x)}{\mathrm{B}(f,x)}\right\}=\exp\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{itu}-1-itu}{u^2}\,d\mathrm{K}_x(u)\right\}+o[1],$$

ce qui peut s'écrire, en posant $(1/x)\mathrm{N}(f,x,t)=\mathrm{F}_x(t)$,

$$\int_{-\infty}^{+\infty}e^{itu}\,d\mathrm{F}_x(u)=\exp\left\{\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{itu}-1-itu}{u^2}\,d\mathrm{K}_x(u)\right\}+o[1].$$

La démonstration s'achève alors aisément.

2. En supposant encore seulement que f satisfait à l'hypothèse (K), on peut montrer que, si E est l'un des ensembles E_1, E_2, E_3, E_4, E_5 considérés dans notre première Note, pour tout t réel, on a lorsque x tend vers $+\infty$

$$\frac{1}{x}\sum_{\substack{n\leq x\\ n\in\mathrm{E}}}\exp\left\{it\frac{f(n)-\mathrm{A}(f,x)}{\mathrm{B}(f,x)}\right\}=\mathrm{D}(\mathrm{E})\frac{1}{x}\sum_{n\leq x}\exp\left\{it\frac{f(n)-\mathrm{A}(f,x)}{\mathrm{B}(f,x)}\right\}+o[1].$$

Ceci entraîne les résultats suivants :

Si $(1/x)\mathrm{N}(f,x,t)$ *converge quand* x *tend vers* $+\infty$ *vers* $\mathrm{F}(t)$, *où* F *est non décroissante,* $\mathrm{F}(-\infty)=0$ *et* $\mathrm{F}(+\infty)=1$, *pour toutes les valeurs de t pour lesquelles* F *est continue, alors, pour chacun des ensembles considérés,* $(1/x)\mathrm{N}_{\mathrm{E}}(f,x,t)$ *converge pour ces mêmes valeurs de t vers* $\mathrm{D}(\mathrm{E})\,\mathrm{F}(t)$.

Inversement, si, E *étant l'un des ensembles considérés,* $(1/x)\mathrm{N}_{\mathrm{E}}(f,x,t)$ *converge quand* x *tend vers* $+\infty$ *vers* $\mathrm{D}(\mathrm{E})\,\mathrm{F}(t)$, *où* F *est non décroissante,* $\mathrm{F}(-\infty)=0$

et $F(+\infty) = 1$, *pour toutes les valeurs de* t *pour lesquelles* F *est continue,* $(1/x)\,N(f, x, t)$ *converge pour ces mêmes valeurs de* t *vers* $F(t)$.

3. On voit qu'*il est indifférent de considérer,* comme le fait Kubilyus et comme nous l'avons fait dans ce qui précède, *les entiers positifs au plus égaux à* x *pour lesquels on a* (2), *ou bien ceux pour lesquels on a* (2').

En effet, sous l'hypothèse (K), E étant un ensemble quelconque d'entiers positifs, pour tout t réel, on a quand x tend vers $+\infty$:

$$\frac{1}{x}\sum_{\substack{n\leq x\\ n\in E}} \exp\left\{it\frac{f(n)-A(f,x)}{B(f,x)}\right\} = \frac{1}{x}\sum_{\substack{n_0\leq n\leq x\\ n\in E}} \exp\left\{it\frac{f(n)-A(f,n)}{B(f,n)}\right\} + o[1].$$

4. Supposons maintenant que f satisfait à l'hypothèse (K) *et que* $f(p) = O[B(f, p)]$ *quand* p *tend vers* $+\infty$.

Alors, *pour tout* q *entier* ≥ 0, *on a quand* x *vers* $+\infty$:

$$\sum_{n\leq x} [f(n) - A(f, x)]^q = m_q(x)\, x B(f, x)^q + o[x B(f, x)^q]$$

et

$$\sum_{n_0\leq n\leq x} \left[\frac{f(n)-A(f,n)}{B(f,n)}\right]^q = m_q(x)\, x + o[x],$$

où $m_q(x)$ *est le coefficient de* z^q *dans le développement en série entière de la fonction entière*

$$\exp\left\{\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{zu}-1-zu}{u^2}\, dK_x(u)\right\}.$$

Si E *est l'un des ensembles déjà considérés, on a*

$$\sum_{\substack{n\leq x\\ n\in E}}[f(n) - A(f, x)]^q = D(E)\, m_q(x) x\, B(f, x)^q + o[x B(f, x)^q]$$

et

$$\sum_{\substack{n_0\leq n\leq x\\ n\in E}} \left[\frac{f(n)-A(f,n)}{B(f,n)}\right]^q = D(E)\, m_q(x) x + o[x].$$

Notons que, lorsque la condition indiquée dans le théorème de Kubilyus est satisfaite, chacune des fonctions $m_q(x)$ tend pour x infini vers une limite finie m_q qui est égale à

$$\int_{-\infty}^{+\infty} t^q\, dF(t).$$

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1307 et 1604.

(2) *Vestnik Leningrad Univ.*, **11**, 1955, p. 59-60.

(3) En fait, Kubilyus suppose qu'il existe une fonction $y(x)$ telle que l'on ait pour x infini $B(f, y) \sim B(f, x)$ et $\log y = o[\log x]$.

On voit sans peine que cette hypothèse est équivalente à celle que nous indiquons.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions holomorphes sans zéros dont les dérivées admettent une valeur exceptionnelle.* Note de M. **King-Lai Hiong**, présentée par M. Paul Montel.

Utilisant la notion de valeur exceptionnelle B, introduite antérieurement (1), nous établissons un critère de normalité simple pour une famille de fonctions, critère comprenant celui de M. Miranda comme cas particulier. Il est indiqué de plus que la même méthode permet de démontrer un autre critère en rapport avec une valeur déficiente.

1. Nous avons en vue le critère suivant :

I. *Toute famille de fonctions $f(z)$ holomorphes dans le cercle unité, qui ne s'annulent pas et dont les dérivées $f^{(k)}(z)$ admettent* 1 *comme valeur également exceptionnelle* B *est normale dans le cercle unité, pourvu que $f^{(k)}(0)\neq 1$.*

Dans un cas plus général, nous sommes parvenus à quelques résultats en prenant comme M. Miranda l'identité de M. Bureau pour point de départ et en évitant l'apparition des valeurs initiales des dérivées au moyen de cercles arbitrairement petits [A]. Mais ces résultats comportent des restrictions non désirées. Ici, nous formons une nouvelle identité; nous laissons apparaître les valeurs initiales à éliminer. Puis nous les éliminons effectivement et cela, sans intervention de petits cercles.

2. D'abord, en améliorant un résultat antérieur [A], nous démontrons le

Lemme I. — *Soit $f(z)$ une fonction holomorphe dans le cercle unité, qui ne s'annule pas et l'on suppose $f^{(k)}(0)\neq 1$. En prenant $1/2<r<1$, on pose $[r'=r+(1/2)(1-r)]$ et $[R=r'+(1/2)(1-r')]$; alors, on a, ou bien pour $0<r=|z|<r'$ l'inégalité*

$$m(r,f)<H_k\left(\overset{+}{\log}|f(0)|+\log\frac{1}{r}\right)+K_k\log\frac{2}{1-r},\tag{1}$$

ou bien pour $\rho<R$ l'inégalité

$$m\left(R,\frac{f}{f^{(k)}}\right)<\frac{1}{(\rho-r)^2}\left[\alpha_k\left(\omega_0+\log\frac{1}{r}\right)+\beta_k\log\frac{1}{\rho-r}+\gamma_k\overset{+}{\log}m(\rho,f)\right],\tag{2}$$

avec

$$\omega_0=\overset{+}{\log}|f(0)|+\overset{+}{\log}\left|\frac{1}{f(0)}\right|,$$

H_k, K_k, α_k, β_k et γ_k sont des constantes numériques ne dépendant que de k (2).

Pour le cas où $|f^{(k)}(z)|<1$ quel que soit z dans $|z|<r'$ et pour le cas où $|f^{(k)}(0)|\geq 1$, on raisonne comme pour le lemme II du Mémoire [A]. Envisageons le cas où $|f^{(k)}(z_1)|\geq 1$ avec $|z_1|>0$; l'application de l'inégalité (5) de ce Mémoire donne

$$m\left(R,\frac{f}{f^{(k)}}\right)<\frac{64}{9(1-r)^2}m\left(R,\frac{f^{(k)}}{f}\right)+\frac{8}{3(1-r)}\log|f(z_1)|.\tag{3}$$

Il s'agit d'éliminer $f(z_1)$. Supposons que l'on ait pris pour z_1 parmi les points z tels que $|f^{(k)}(z)| \geqq 1$ celui qui est le plus proche de l'origine. En intégrant successivement $f^{(k)}(z), f^{(k-1)}(z); \ldots, f'(z)$ le long du rayon vecteur OZ_1 de o à $z(0 < |z| \leqq |z_1|)$, on trouve

$$|f^i(z)| < |f(0)| + \sum_{i=1}^{k-1} |f^{(i)}(0)| + 1.$$

Ce qui donne en particulier

$$\overset{+}{\log}|f(z_1)| < \overset{+}{\log}|f(0)| + \sum_{i=1}^{k-1} \overset{+}{\log}|f^{(i)}(0)| + C_k. \tag{4}$$

Éliminons les quantités sous le signe de sommation; $f^{(i)}/f$ étant holomorphe, on a, en désignant par $P_k(r, \rho)$ le second membre de l'inégalité (19) du Mémoire [A]

$$\overset{+}{\log}\left|\frac{f^{(i)}(0)}{f(0)}\right| < m\left(0, \frac{f^{(i)}}{f}\right) < P_i(r, \rho).$$

Par conséquent

$$\overset{+}{\log}|f^{(i)}(0)| = \overset{+}{\log}\left|f(0)\frac{f^{(i)}(0)}{f(0)}\right| < \overset{+}{\log}|f(0)| + P_i(r, \rho). \tag{5}$$

Alors la démonstration se poursuit sans peine.

3. Abordons maintenant le théorème de limitation.

II. *Soit $f(z)$ une fonction holomorphe dans le cercle unité, si elle ne s'annule pas et si sa dérivée $f^{(k)}$ admet* 1 *comme valeur exceptionnelle* B, *alors, en prenant un nombre λ suffisamment grand, de sorte que*

$$N\left(r, \frac{1}{f^{(k)} - 1}\right) < \lambda \log \frac{1}{r - 1} \qquad \text{pour} \quad 0 < r < 1, \tag{α}$$

pour $0 < r < 1$, *on a l'inégalité*

$$\log M(r, f) < \frac{1}{(1 - r)^3}\left[H_k\left(\overset{+}{\log}|f(0)| + \overset{+}{\log}\left|\frac{1}{f(0)}\right| + \log\frac{1}{r}\right) + K_k \log\frac{2}{1 - r}\right], \tag{6}$$

H_k et K_k étant des constantes numériques qui ne dépendent que de k. Nous partons de l'identité

$$\frac{1}{f^{(k)} - 1} \equiv \frac{f^{(k+1)}}{f^{(k)} - 1}\,\frac{f}{f^{(k+1)}}\,\frac{f^{(k)}}{f} - 1$$

et nous trouvons

$$\begin{aligned} m(r, f) < N\left(r, \frac{1}{f^{(k)} - 1}\right) + m\left(r, \frac{f}{f^{(k)}}\right) + m\left(r, \frac{f}{f^{(k+1)}}\right) + m\left(r, \frac{f^{(k)}}{f}\right) \\ + m\left(r, \frac{f^{(k+1)}}{f^{(k)} - 1}\right) + \log|f^{(k)}(0) - 1| + 2\log 2. \end{aligned} \tag{7}$$

Supposons d'abord $1/2 < r < 1$ et prenons r' et R comme plus haut. Majorons le second membre de l'inégalité (7) après y avoir remplacé r par R. Subs-

tituons à son premier terme la borne (α); et, aux deux termes suivants, appliquons le lemme I en ne tenant compte pour le moment que de la seconde alternative. Puis limitons le quatrième et le cinquième terme au moyen de l'inégalité (19) du Mémoire [A] et du lemme de M. R. Nevanlinna avec l'inégalité améliorée par Valiron (³).

En procédant de cette façon, les valeurs initiales à éliminer se trouvent sous l'expression

$$\overset{+}{\log}|f^{(k)}(0)-1|+4\overset{+}{\log}\overset{+}{\log}\left|\frac{1}{f^{(k)}(0)-1}\right|.$$

Or on constate que cette expression est majorée par

$$\overset{+}{\log}|f^{(k)}(0)-1|+4<\overset{+}{\log}|f^{(k)}(0)|+\log 2+4,$$

il suffit donc d'éliminer $\overset{+}{\log}|f^{(k)}(0)|$ comme dans le lemme I.

On trouve ainsi une inégalité qui peut se mettre sous la forme (2) et on poursuit la démonstration comme dans le cas où c'est f qui admet 1 pour valeur exceptionnelle B (⁴).

4. En s'appuyant sur le théorème II, on peut démontrer le critère I et la démonstration se fait à peu près comme pour celui qui se trouve dans notre Note précédente (⁴).

5. La méthode utilisée ici nous permet d'améliorer certains de nos résultats antérieurement obtenus [A] et de démontrer encore le critère suivant :

III. *Toute famille de fonctions $f(z)$ holomorphes dans le cercle unité, qui ne s'annulent pas et dont les dérivées $f^{(k)}(z)$ admettent « également » 1 comme valeur déficiente (⁵) est normale dans le cercle unité, pourvu que $f^{(k)}(0)\neq 1$.*

(¹) Hiong, *Ann. Ec. Norm. Sup.* (3), **72**, fasc. 2, 1955, p. 165-197. Ce Mémoire sera désigné par [A] dans la suite.

(²) On désigne dans cette Note de telles constantes toujours par α_k, A_k, ..., K_k.

(³) Valiron, *Mémor. Sc. Math.*, fasc. 89, 1938, p. 8.

(⁴) *Voir* notre Note récente, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1440.

(⁵) Pour la définition, voir Hiong, *J. Math. pures et appl.*, **34**, fasc. 4, 1955, p. 138.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *La fonction ζ du corps des fonctions modulaires elliptiques.* Note (*) de M. **Goro Shimura**, présentée par M. Jean Leray.

Soit M le corps complet des fonctions modulaires elliptiques d'espèce (« Stufe ») n; M est un corps de fonctions algébriques d'une variable sur le corps des nombres complexes **C**. Il y a un sous-corps K ayant le corps des nombres rationnels **Q** comme corps de constantes, qui engendre M sur **C**. Dans cette Note nous allons démontrer que la fonction ζ d'un tel corps K, choisi convenablement, est représentée par la fonction ζ de Riemann et un produit

d'Euler introduit par E. Hecke [1] et que les valeurs absolues des racines caractéristiques de l'opérateur T_p de Hecke pour les formes paraboliques de degré 2 ne dépassent pas $2\sqrt{p}$. C'est une extension des résultats obtenus par M. Eichler pour un certain sous-corps de M qui a une relation particulière avec les formes quadratiques [2].

Soient γ une variable sur $\mathbf{Q}$ et E la courbe $X_0X_2^2 = 4X_1^3 - \gamma X_0^2X_1 - \gamma X_0^3$ dans le plan projectif; E est une courbe elliptique dont l'invariant est $\gamma/(\gamma - 27)$ que nous désignons par j. En prenant le point $(X_0, X_1, X_2) = (0, 0, 1)$ pour zéro, nous considérons E comme une variété abélienne définie sur le corps $\mathbf{Q}(j)$. Soient $\mathfrak{w}(n, E)$ l'ensemble $\{t;\ t \in E,\ nt = 0\}$, h la fonction X_1/X_0 sur E et K_n le corps $\mathbf{Q}(j, h(t);\ t \in \mathfrak{w}(n, E))$; K_n est isomorphe au corps engendré sur $\mathbf{Q}$ par les fonctions modulaires

$$j(\tau) = \frac{g_2^3}{g_2^3 - 27g_3^2}, \qquad f_{\alpha\beta}(\tau) = \frac{g_2}{g_3}\wp\left(\frac{\alpha\omega_1 + \beta\omega_2}{n};\ \omega_1,\ \omega_2\right), \qquad \left(\tau = \frac{\omega_1}{\omega_2}\right),$$

en faisant correspondre j, $h(\alpha t_1 + \beta t_2)$ aux $j(\tau)$, $f_{\alpha\beta}(\tau)$ où t_1, t_2 sont deux générateurs de $\mathfrak{w}(n, E)$. Nous identifions les deux corps par cet isomorphisme; K_n engendre M sur $\mathbf{C}$; il est galoisien sur $\mathbf{Q}(j)$ et le groupe de Galois de $K_n/\mathbf{Q}(j)$ est isomorphe au groupe $G_n = GL(2, \mathbf{Z}/(n))/\{\pm 1\}$, où $\mathbf{Z}$ désigne l'anneau des entiers rationnels, de telle façon que pour chaque $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \in G_n$, l'application $f_{\alpha\beta} \to f_{\alpha'\beta'} : (\alpha'\beta') = (\alpha\beta)\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$ donne un automorphisme de $K_n/\mathbf{Q}(j)$. Si $ad - bc = 1$, on a $f_{\alpha'\beta'}(\tau) = f_{\alpha\beta}\left(\frac{a\tau + b}{c\tau + d}\right)$. Le sous-corps de K_n correspondant au sous-groupe $S_n = SL(2, \mathbf{Z}/(n))/\{\pm 1\}$ de G_n est le corps $\mathbf{Q}(j, \zeta_n)$ où ζ_n désigne $e^{2\pi i/n}$; $\mathbf{Q}(\zeta_n)$ est algébriquement fermé dans K_n.

Soient p un nombre premier et $\mathfrak{w}_\nu$ $(1 \leqq \nu \leqq p + 1)$ les sous-groupes d'ordre p de E. Pour chaque ν, il y a une courbe elliptique E_ν et un homomorphisme λ_ν de E sur E_ν tel que le noyau de λ_ν soit $\mathfrak{w}_\nu$. Nous prenons l'équation de E_ν dans la forme $X_0X_2^2 = 4X_1^3 - \gamma_\nu X_0^2X_1 - \gamma_\nu X_0^3$; l'invariant de E_ν est alors $\gamma_\nu/(\gamma_\nu - 27)$. Comme γ_ν est aussi une variable sur $\mathbf{Q}$, il y a un homomorphisme σ_ν de $\mathbf{Q}(j) = \mathbf{Q}(\gamma)$ sur $\mathbf{Q}(\gamma_\nu)$ tel que $\gamma^{\sigma_\nu} = \gamma_\nu$ et, par conséquent, $E^{\sigma_\nu} = E_\nu$. Posons $j_\nu = j^{\sigma_\nu}$, $h_\nu = h^{\sigma_\nu}$. Si $n \not\equiv 0 \pmod{p}$, il y a un homomorphisme de K_n prolongeant σ_ν, que nous désignons aussi par σ_ν, tel que $h(t)^{\sigma_\nu} = h_\nu(\lambda_\nu t)$ pour $t \in \mathfrak{w}(n, E)$. Soit P un diviseur premier de p dans une clôture algébrique de $\mathbf{Q}(j)$ tel que j modulo P soit transcendant sur le corps premier. Nous indiquerons par la barre la réduction modulo P. La réduction modulo P donne un homomorphisme de $\mathfrak{w}(p, E)$ sur $\mathfrak{w}(p, \overline{E})$. Comme $\mathfrak{w}(p, \overline{E})$ est d'ordre p, le noyau de cet homomorphisme est un des groupes $\mathfrak{w}_\nu$, mettons $\mathfrak{w}_1$. Alors, $\overline{\lambda}_1$ est inséparable et les $\overline{\lambda}_\nu$ $(\nu > 1)$ sont séparables. Désignant par μ_ν l'homomorphisme de E_ν sur E tel que $\mu_\nu\lambda_\nu = p\delta_E$, $\overline{\mu}_1$ est séparable et les $\overline{\mu}_\nu$ $(\nu > 1)$ sont inséparables. On a

donc $\bar{j} = \bar{j}_1^{1/p} = \bar{j}_\nu^p$, $\overline{\mathrm{E}} = \overline{\mathrm{E}}_1^{1/p} = \overline{\mathrm{E}}_\nu^p (\nu > 1)$, d'où résultent les formules

$$\overline{h_1(\lambda_1 t)} = \overline{h(t)^p}, \qquad \overline{h(\lambda_\nu t)^p} = \overline{h(pt)} \quad (\nu > 1) \qquad \text{pour} \quad t \in \varpi(n, \mathrm{E}). \tag{1}$$

Maintenant soit K le sous-corps de K_n correspondant au sous-groupe $\left\{ \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & \pm 1 \end{pmatrix} ; (a, n) = 1 \right\} / \{\pm 1\}$ de G_n; alors on a $\mathrm{K}_n = \mathrm{K}(\zeta_n)$, $\mathrm{K} = \mathbf{Q}(j(\tau), j(\tau/n), f_{01}(\tau))$; K engendre M sur $\mathbf{C}$. Comme $\mathbf{Q}$ est algébriquement fermé dans K, il y a une courbe complète Γ sans point multiple avec un point générique x par rapport à $\mathbf{Q}$ tel que $\mathbf{Q}(x) = \mathrm{K}$. Soient ρ_p et ψ les isomorphismes de K donnés par $\begin{pmatrix} p & 0 \\ 0 & p \end{pmatrix}$ et par $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$. Soient X_p, Y_p et A respectivement les lieux de $x \times x^{\sigma_1}$, de $x \times x^{\rho_p}$ et de $x \times x^{\psi}$ par rapport à $\mathbf{Q}(\zeta_n)$ Il s'ensuit de la définition des σ_ν que $\mathrm{X}_p(x) = x^{\sigma_1} + \ldots + x^{\sigma_{p+1}}$. D'après les formules (1) on a $\overline{\mathrm{X}}_p(\bar{x}) = \bar{x}^p + p\overline{\mathrm{Y}}_p(\bar{x})^{1/p}$. Désignant par ξ_p et par η_p les classes de la correspondance X_p et de Y_p, on a donc pour presque tous les nombres premiers p,

$$\bar{\xi}_p = \pi + \pi^* \bar{\eta}_p \tag{2}$$

où π est la classe de la correspondance $\bar{x} \to \bar{x}_p$ sur $\bar{\Gamma}$ et * désigne l'antiautomorphisme de Rosati. De plus, désignant par α la classe de la correspondance A, on a

$$\pi^* \bar{\eta}_p = \bar{\alpha}^{-1} \pi^* \bar{\alpha}. \tag{3}$$

Cette formule est démontrée par le fait que $\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \in \mathrm{G}_n$ donne l'automorphisme de Frobenius pour p sur $\mathbf{Q}(\zeta_n)/\mathbf{Q}$ si $ad - bc \equiv p \pmod{n}$.

Soit g le genre de Γ. D'après les formules (2), (3) et $\pi\pi^* = p\delta$, on a $\det\left(\mathrm{I}_{2g} - \mathrm{M}_l(\bar{\xi}_p) + \mathrm{M}_l(\bar{\eta}_p) p^{1-2s}\right) = \det(\mathrm{I}_{2g} - \mathrm{M}_l(\pi) p^{-s})^2$, où I_m désigne la matrice unité de m lignes et M_l désigne la représentation l-adique. D'autre part, on peut mettre $\mathrm{M}_l(\xi_p) = \mathrm{M}_l(\bar{\xi}_p)$, $\mathrm{M}_l(\eta_p) = \mathrm{M}_l(\bar{\eta}_p)$. Comme Γ, ξ_p, η_p sont définis sur $\mathbf{Q}$, on a $\mathrm{M}_l(\xi_p) \sim \mathrm{M}^d(\xi_p) \oplus \mathrm{M}^d(\xi_p)$, $\mathrm{M}_l(\eta_p) \sim \mathrm{M}^d(\eta_p) \oplus \mathrm{M}^d(\eta_p)$ où M^d désigne la représentation par les formes différentielles de première espèce. Alors la fonction ζ de la courbe $\bar{\Gamma}$ a l'expression

$$\zeta(s, \Gamma, p) = \frac{\det(\mathrm{I}_{2g} - \mathrm{M}_l(\pi) p^{-s})}{(1 - p^{-s})(1 - p^{1-s})} = \frac{\det(\mathrm{I}_g - \mathrm{M}^d(\xi_p) + \mathrm{M}^d(\eta_p) p^{1-2s})}{(1 - p^{-s})(1 - p^{1-s})}.$$

L'opérateur de Hecke T_p pour les formes paraboliques de degré 2 et d'espèce n peut être regardé comme la différentielle de ξ_p, si l'on identifie ces formes avec les formes différentielles de première espèce sur Γ; la différentielle de η_p représente l'opérateur $\mathrm{R}_p = \begin{bmatrix} p^{-1} & 0 \\ 0 & p \end{bmatrix}$ dans les travaux de Hecke. Alors $\mathrm{M}^d(\xi_p)$, $\mathrm{M}^d(\eta_p)$ sont les représentations de T_p et de R_p par les formes paraboliques de degré 2.

Nous avons ainsi pour la fonction ζ de Γ,

$$\zeta(s, \Gamma) = \prod_p \Gamma(s, \Gamma, p) = f(s)\,\zeta(s)\,\zeta(s-1)\,\Phi(s)^{-1},$$

$$\Phi(s) = \prod_{t, \varepsilon} \det F_{t,\varepsilon}(s),$$

où $\zeta(s)$ est la fonction ζ de Riemann, $f(s)$ est une fonction rationnelle de p^{-s} et $F_{t,\varepsilon}$ désigne le produit d'Euler introduit par Hecke, attaché aux formes paraboliques de degré 2, de diviseur t et de caractère $\varepsilon(p)$. $\zeta(s, \Gamma)$ est donc méromorphe sur tout le s-plan.

Soient H un sous-groupe du groupe multiplicatif des entiers modulo n, et K_H le sous-corps de K_n correspondant au sous-groupe

$$\left\{ \begin{pmatrix} a & b \\ 0 & d \end{pmatrix};\ (a, n) = 1,\ d \in H,\ b \in Z \right\} / \{\pm 1\} \quad \text{de } G_n.$$

On peut obtenir des résultats analogues aussi pour la fonction ζ du corps K_H; le cas où H a l'index 1 ou 2 a été traité par Eichler

D'après A. Weil (³) les racines caractéristiques de π ont la valeur absolue $\sqrt{p}$. Il s'ensuit donc de la formule (2) que les valeurs absolues des racines caractéristiques de T_p pour les formes paraboliques de degré 2 ne dépassent pas $2\sqrt{p}$ pour presque tous les nombres premiers p.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(¹) *Math. Ann.*, 114, 1937, p. 1-28 et p. 316-351.

(²) M. EICHLER, *Arch. d. Math.*, 5, 1954, p. 355-366.

(³) A. WEIL, *Act. Sc. et Ind.*, n° 1041, Hermann et Cie, Paris, 1948.

ÉQUATIONS DIFFÉRENTIELLES. — *Sur une équation différentielle indéterminée dans la théorie de l'Élasticité*. Note de M. **IVAN BANDITCH**, présentée par M. Paul Montel.

Dans sa Thèse de doctorat (¹) (*The membrane Theory of Shells of Revolution*), présentée en 1943 à l'Université Princeton, C. Truesdell affirme qu'on ne connait pas encore de méthode de résolution de l'équation différentielle indéterminée

$$\frac{F''}{F} - \left(\frac{f'''}{f''} + \frac{f'}{f}\right)\frac{F'}{F} + n^2\frac{f''}{f} = 0, \tag{1}$$

où n désigne un nombre naturel, F et f, des fonctions de la variable x.

D. Mitrinovitch (²), a donné une méthode de résolution de cette équation. Une de ses solutions contient une fonction entièrement arbitraire et trois constantes arbitraires; elle est exprimée par deux quadratures et deux inversions

de variables, ce qui souvent rend impossible de représenter la solution (F, f) d'une manière explicite.

Il va être démontré ici comment on détermine explicitement une solution de (1), sans inversion de variables, en appliquant les dérivées relatives de Petrovitch, ([3]).

1° Petrovitch introduit la notion de dérivée relative $\Delta_n(u)$ de degré n par la définition

$$\Delta_n(u) = \frac{u^{(n)}}{u} \qquad \left(u \equiv u(x),\ u^{(n)} = \frac{d^n(u)}{dx^n}\right), \tag{2}$$

d'où il tire de nombreuses relations entre les dérivées relatives pour diverses combinaisons de fonctions. Ici, seront appliquées les relations suivantes :

$$\Delta_1(uv) = \Delta_1(u) + \Delta_1(v); \qquad \Delta_1\left(\frac{u}{v}\right) = \Delta_1(u) - \Delta_1(v);$$

$$\Delta_1(u^n) = n\Delta_1(u); \qquad \Delta_2(u) = \Delta'_1(n) + \Delta_1^2(u);$$

$$\Delta_1\left(\exp\int u\,dx\right) = \exp\int \Delta_1(u)\,dx = u.$$

De cette définition, on obtient directement la relation suivante que Petrovitch ne cite pas

$$\Delta_k(u) = \Delta'_{k-1}(u) + \Delta_1(u)\Delta_{k-1}(u). \tag{3}$$

2° L'équation (1), d'après la définition (2), peut-être mise sous la forme

$$\Delta_2(F) - \left[\frac{\Delta_3(f)}{\Delta_2(f)} + \Delta_1(f)\right]\Delta_1(F) + n^2\Delta_2(f) = 0.$$

En considérant (3), on obtient

$$\frac{\Delta_3(f)}{\Delta_2(f)} + \Delta_1(f) = \frac{\Delta'_2(f) + \Delta_1(f)\Delta_2(f)}{\Delta_2(f)} + \Delta_1(f) = \Delta_1[\Delta_2(f)] + 2\Delta_1(f) = \Delta_1[f^2\Delta_2(f)],$$

de façon que (1) devient

$$\Delta_2(F) - \Delta_1[f_2\Delta_2(f)]\Delta_1(F) + n^2\Delta_2(f) = 0,$$

ou

$$\Delta'_1(F) + \Delta_1^2(F) - \Delta_1[f^2\Delta_2(f)]\Delta_1(F) + n^2\Delta_2(f) = 0.$$

De là suit

$$\Delta_1(F)\{\Delta_1[\Delta_1(F)] + \Delta_1(F) - \Delta_1[f^2\Delta_2(f)]\} = -n^2\Delta_2(f),$$

c'est-à-dire

$$\Delta_1\left[\frac{f^2\Delta_2(f)}{F\Delta_1(F)}\right] = n^2\frac{\Delta_2(f)}{\Delta_1(F)}. \tag{4}$$

En introduisant la fonction $\varepsilon \equiv \varepsilon(x)$ par la substitution

$$\frac{\Delta_2(f)}{\Delta_1(F)} = \varepsilon,$$

l'équation (4) se réduit au système d'équations

$$(5)\qquad \begin{cases} \Delta_1\left(\dfrac{f^2}{F}\varepsilon\right) = n^2\varepsilon, \\ \Delta_2(f) = \varepsilon\,\Delta_1(F), \end{cases}$$

où ε joue le rôle de paramètre.

De la première équation, on tire

$$(6)\qquad f_2 = F\eta, \qquad \eta = \frac{C}{\varepsilon}\exp n^2\int \varepsilon\,dx,$$

et, par différentiation relative,

$$\Delta_1(f) = \frac{1}{2}[\Delta_1(F) + \Delta_1(\eta)].$$

En substituant cette valeur dans la deuxième équation (5), on obtient l'équation

$$\Delta'_1(F) = -\frac{1}{2}\Delta_1^2(F) + [2\varepsilon - \Delta_1(\eta)]\Delta_1(F) - \left[\Delta'_1(\eta) + \frac{1}{2}\Delta_1^2(\eta)\right]$$

qui, par la substitution

$$\Delta_1(F) = 2\left\{\Delta_1(\varpi) + \frac{1}{2}[2\varepsilon - \Delta_1(\eta)]\right\},$$

ou, ce qui est équivalent,

$$(7)\qquad F = \frac{c_1\varpi^2}{\eta}\exp 2\int \varepsilon\,dx,$$

se transforme en l'équation linéaire

$$\Delta_2(\varpi) = (1 - n^2)\varepsilon^2,$$

de laquelle on déduit

$$(8)\qquad \varepsilon = \left[\frac{\Delta_2(\varpi)}{1 - n^2}\right]^{\frac{1}{2}}.$$

Si on substitue ε tiré de (8) dans (7), puis dans (6), on obtient les relations suivantes où les fonctions inconnues f et F sont exprimées comme fonctions de la fonction arbitraire ϖ

$$(9)\qquad \begin{cases} f = \sqrt{c_1}\,\varpi\theta \\ F = c_2\varpi^2\theta^{1-n^2}\theta' \end{cases} \qquad \theta = \exp\int\left[\frac{\Delta_2(\varpi)}{1 - n^2}\right]^{\frac{1}{2}}dx.$$

Par conséquent, une solution (f, F) de l'équation (1) contient une fonction arbitraire de la variable x et deux constantes, et elle n'introduit qu'une quadrature.

Exemples. — 1. Si $\varpi = a\sin bx$ on tire de (9)

$$\begin{cases} f = c_1 e^{kx}\sin bx \\ F = c_2 e^{(2-n^2)kx}\sin bx \end{cases} \qquad k = b(n^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}.$$

2. Pour $w = e^x$,

$$f = c_1 e^{kx}, \qquad F = c_2 e^{k_1 x} \qquad \begin{cases} k = 1 + (1 - n^2)^{-\frac{1}{2}}, \\ k_1 = 2 + (2 - n^2)(1 - n^2)^{-\frac{1}{2}}. \end{cases}$$

(1) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 58, 1945, p. 96-166.

(2) D. Mitrinovitch, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 681.

(3) M. Petrovitch, *Un algorithme différentiel et ses applications*, *Éditions spéciales de l'Académie des Sciences*, 111, Belgrade, 1936.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le mouvement plan, subsonique, autour d'un obstacle donné*. Note de M. **Ioan Filimon**, présentée par M. Henri Villat.

On indique une méthode d'approximations successives permettant de déterminer les termes du développement suivant les puissances de M_∞^2 de la solution du problème de l'écoulement gazeux autour d'un obstacle donné, le fluide vérifiant la loi de compressibilité de Tchapliguine.

1. Le mouvement plan, continu, subsonique d'un gaz satisfaisant à la relation densité-vitesse de Tchapliguine, autour d'un obstacle circulaire, a été étudié par N. A. Slioskine [1] et par C. Jacob [2], ce dernier établissant l'existence et l'unicité d'un tel mouvement pour des nombres de Mach M_∞ ne dépassant pas une certaine limite dépendant de la variante choisie, variante de Tchapliguine-Demtchenko, variante de von Kármán-Tsien, ou bien variante de C. Jacob [3]. Ensuite L. Bers [4] faisant usage des méthodes topologiques dues à J. Leray, a démontré, moyennant certaines hypothèses, l'existence du mouvement continu, subsonique, autour d'un obstacle donné à l'avance. Récemment, nous avons développé une méthode d'approximations successives qui permet de trouver les termes du développement en série de la solution, suivant les puissances de M_∞^2.

2. En partant de la formule de C. Jacob-H. S. Tsien :

$$dZ = C_1\,dz + C_2 \overline{\left(\frac{df}{dz}\right)^2 dz}, \tag{1}$$

il est aisé d'établir une correspondance entre le mouvement gazeux du plan (Z) autour de l'obstacle donné à l'avance (ϖ) et le mouvement liquide du plan (z) autour d'un certain obstacle d'allure *a priori inconnue* (ϖ_1), le potentiel complexe de ce dernier mouvement étant $f(z)$. Les constantes C_1, C_2 données par $C_1 = (\rho_\infty + \rho_0)(2\rho_\infty)^{-1}$, $C_2 = (\rho_\infty - \rho_0)(2\rho_\infty V_\infty^2)^{-1}$, où l'on a employé les notations usuelles, sont des fonctions connues de M_∞ [3**].

Soit

$$z = z(\zeta) = \lambda\zeta + \text{partie holomorphe dans } |\zeta| > 1 \tag{2}$$

la fonction effectuant la transformation conforme de l'extérieur de l'obstacle (ϖ_1)

sur l'extérieur du cercle-unité du plan (ζ), telle que les points à l'infini soient homologues et que les directions des axes réels s'y conservent. Posons

$$\Omega(\zeta) = \Theta + i\mathrm{T} = -i\log\left(\lambda^{-1}\frac{dz}{d\zeta}\right). \tag{3}$$

Soient $d\mathrm{S}$, $d\sigma$ les éléments d'arc pour (ϖ) et pour le cercle $|e^{i\sigma}| = 1$ du plan (ζ) et K(S) la courbure de (ϖ), qu'on suppose varier continûment; posons enfin $\nu = \mathrm{C}_2\mathrm{V}_\infty^2 = -(1/4)\mathrm{M}_\infty^2 + \ldots$. Cela étant, le problème revient à déterminer une fonction $\Omega(\zeta) = \Theta + i\mathrm{T}$ holomorphe dans le domaine $|\zeta| > 1$, nulle à l'infini, une fonction $\mathrm{S}(\sigma)$ continue pour $0 < \sigma < 2\pi$ et une constante réelle λ, telles que les conditions suivantes soient remplies :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{d\mathrm{T}}{dn} = 1 - \lambda[(1-\nu)e^{-\mathrm{T}} + 4\nu\sin^2\sigma\, e^{\mathrm{T}}]\mathrm{K}(\mathrm{S}) \quad \text{sur } |e^{i\sigma}| = 1, \\ d\mathrm{S} = \lambda[(1-\nu)e^{-\mathrm{T}} + 4\nu\sin^2\sigma\, e^{\mathrm{T}}]\,d\sigma \qquad [\mathrm{S}(0) = 0], \\ (\Theta + i\mathrm{T})_\infty = 0. \end{array}\right. \tag{4}$$

3. En cherchant des développements de la forme

$$\left\{\begin{array}{l} \Omega(\zeta) = \Omega_0(\zeta) + \nu\Omega_1(\zeta) + \ldots, \\ \mathrm{S}(\sigma) = \mathrm{S}_0(\sigma) + \nu\mathrm{S}_1(\sigma) + \ldots, \\ \lambda = \lambda_0 + \nu\lambda_1 + \ldots, \end{array}\right. \tag{5}$$

on obtient pour la détermination de $\Omega_0(\zeta)$, $\mathrm{S}_0(\sigma)$, λ_0 les conditions aux limites :

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{d\mathrm{T}_0}{dn} = 1 - \lambda_0\, e^{-\mathrm{T}_0}\mathrm{K}(\mathrm{S}_0) \quad \text{sur } |e^{i\sigma}| = 1, \\ d\mathrm{S}_0 = \lambda_0\, e^{-\mathrm{T}_0}\, d\sigma \qquad [\mathrm{S}_0(0) = 0], \\ (\Theta_0 + i\mathrm{T}_0)_\infty = 0, \end{array}\right. \tag{6}$$

tandis que la détermination des autres fonctions holomorphes $\Omega_k(\zeta) = \Theta_k + i\mathrm{T}_k$ et des constantes $\lambda_k (k = 1, 2, \ldots)$ exige la résolution de problèmes aux limites de la forme

$$\left\{\begin{array}{l} \dfrac{d\mathrm{T}_k}{dn} = u_k(\sigma)\Theta_k + v_k(\sigma)\mathrm{T}_k + w_k(\sigma) \quad \text{sur } |e^{i\sigma}| = 1, \\ (\Theta_k + i\mathrm{T}_k)_\infty = 0, \end{array}\right. \tag{7}$$

où $u_k(\sigma)$, $v_k(\sigma)$, $w_k(\sigma)$ sont connus. La solution du problème (6) est donnée par $\Omega_0(\zeta) = -i\log[\lambda_0^{-1}(dz_0/d\zeta)]$, $z_0(\zeta)$ étant la fonction qui réalise la transformation conforme de l'extérieur de (ϖ) sur l'extérieur de $|\zeta| = 1$, dans les mêmes conditions qu'auparavant.

Soit maintenant à déterminer une fonction $\mathrm{F}(\zeta) = \mathrm{P} + i\mathrm{Q}$, holomorphe dans le domaine $|\zeta| > 1$, continue sur la frontière et telle que sur la circonférence $|\zeta| = 1$ soit vérifiée la condition

$$\frac{d\mathrm{Q}}{dn} = u(\sigma)\mathrm{P} + v(\sigma)\mathrm{Q} + w(\sigma). \tag{8}$$

Notons par u^*+iu la fonction holomorphe dans $|\zeta|>1$ dont la partie imaginaire est égale à $u(\sigma)$ et soit $u^*(\sigma)$ la valeur de u^* sur $|\zeta|=1$. S'il existe une fonction méromorphe dans $|\zeta|>1$ qui soit égale à $v(\sigma)-u^*(\sigma)$ sur la circonférence $|\zeta|=1$, alors la résolution du problème aux limites (8) peut être ramenée à des quadratures. Cette remarque permet dans certains cas de calculer explicitement les $\Omega_k(\zeta)$ et les constantes λ_k.

A titre d'exemple, nous avons appliqué cette méthode à l'étude du mouvement gazeux autour d'un obstacle elliptique, afin de comparer les résultats obtenus, à ceux de H. S. Tsien et de K. Tamada déduits moyennant [4], d'un obstacle elliptique en écoulement liquide. Les détails seront développés ailleurs.

(1) *Dokl. Ak. S. S. S. R.*, 3, 1936, p. 419-421.
(2) *Mathematica*, 17, 1941, p. 1 à 18.
(3*) C. Jacob, *Ed. Acad. R. P. R. Buc.*, 1952 (en roumain), p. 728-731.
(3**) *Ibid.*, p. 738-739.
(4) *Proc. Symposia Appl. Math.*, 1, 1949, p. 41-46.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude de la diffusion saline en régime permanent dans une conduite en charge.* Note de M. **Henry Dumas**, présentée par M. Henri Villat.

Description d'une installation ayant pour but de déterminer au moyen de mesures de résistivité de l'eau, les fluctuations dans le temps, les distributions dans l'espace, l'amortissement des dissymétries, des concentrations engendrées dans l'eau par injections dans la conduite d'une solution salée.

Description de l'installation. — L'installation comprend (*fig.* 1) : Une conduite C en acier d'un diamètre intérieur de 250 mm et d'une longueur de 42 m, soit 160 diamètres, doublée par une conduite en chlorure de polyvinyle de 50 mm et de même longueur, soit 840 diamètres.

Ces conduites sont alimentées à l'aide d'une pompe P puisant l'eau dans une réserve R de 300 m³ et la refoulant dans un bac à niveau constant B point de départ des conduites.

A l'extrémité aval les conduites se terminent par une vanne de réglage V et par un déflecteur D permettant de conduire l'eau, soit en retour à la réserve, soit dans une capacité jaugée C_j servant aux mesures du débit et au stockage de l'eau salée produite à chaque essai.

Le long des conduites sont intercalées des sections de mesures *s* en plexiglas munies d'orifices étanches permettant l'introduction et le déplacement suivant deux diamètres perpendiculaires de sondes ponctuelles de mesures de résistivité, de tubes de Pitot, de tuyaux de prélèvement d'eau ou de

tuyaux d'injection de saumure. Chaque section possède de plus, une paire d'électrodes encastrées dans les parois, diamétralement opposées, occupant chacune un quart de cercle.

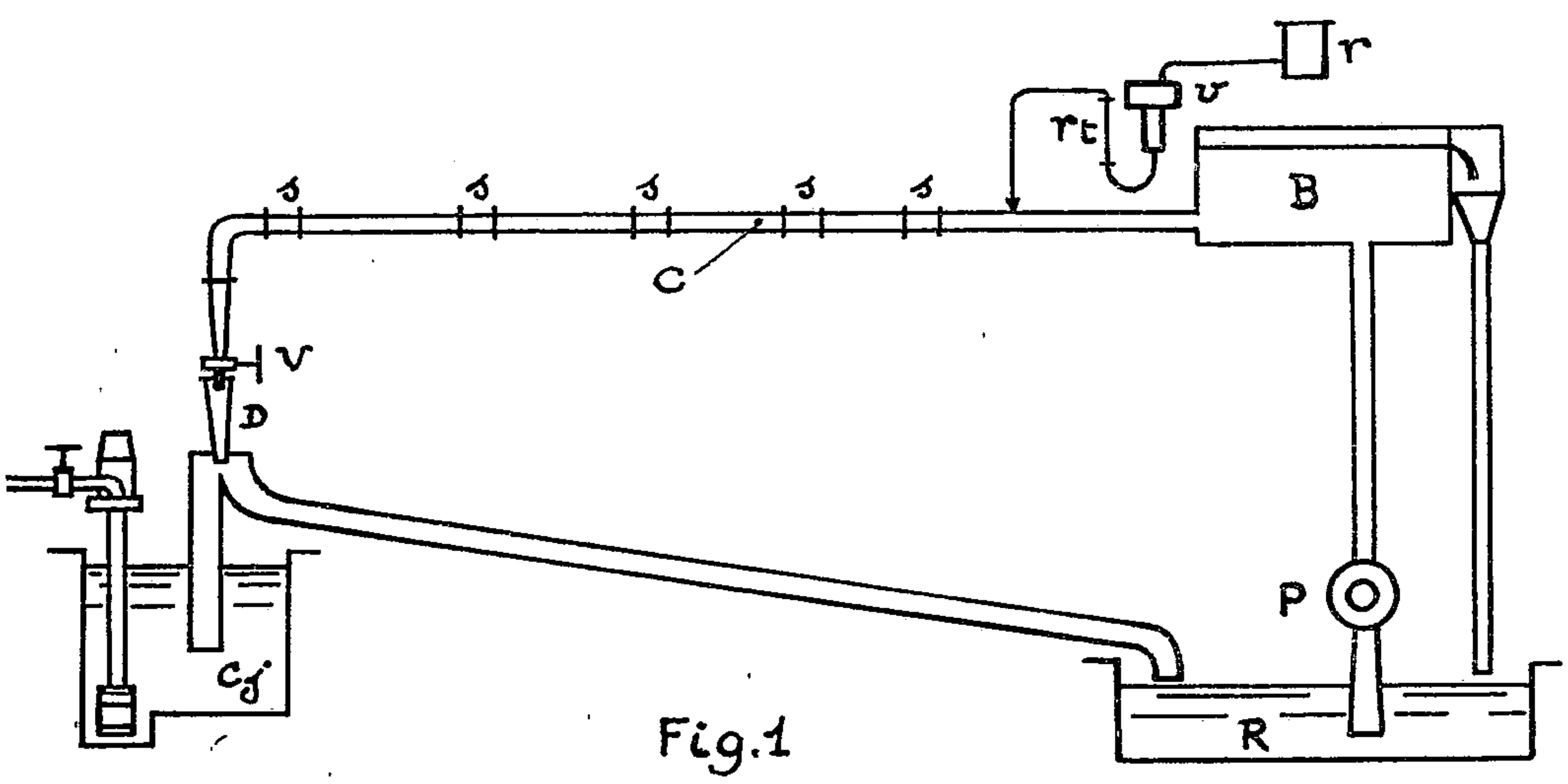


Fig. 1

La saumure s'écoule par gravité à partir d'un vase à niveau constant v, traverse un rotamètre étalonné *rt* permettant le contrôle de la stabilité du débit d'injection et s'écoule ainsi sous charge constante jusqu'au point choisi sur la conduite.

La gamme des débits réalisée a été :

Conduite de 250 mm : 15 à 68 l/s;

Nombre de Reynolds : 63 000 à 285 000;

Conduite de 50 mm : 0,28 à 6,6 l/s;

Nombre de Reynolds : 5 800 à 138 000.

Des mesures préliminaires de pertes de charge ont montré que ces deux conduites se plaçaient dans la catégorie des tuyaux lisses.

La saumure employée était une solution de chlorure de sodium dans l'eau de la ville d'une concentration de 10 à 140 g/l suivant les débits. Les débits d'injection pouvaient être réglés à 2/1000e près dans la gamme de 1 à 60 cm^3/s.

La résistivité de l'eau d'alimentation des conduites était d'environ 3 000 /cm. Sa température entre l'été et l'hiver variait de 10 à 13° C.

Appareillage de mesure. — L'appareillage d'enregistrement comprenait un commutateur à trois voies, un oscilloscope et une caméra. Chaque paire d'électrodes était reliée à pont de Wheatstone multiple dont la tension de sortie était appliquée après amplification sur les plaques de l'oscilloscope. Les ponts étaient réglés de telle sorte que l'équilibre soit réalisé pour une concentration légèrement inférieure à sa valeur moyenne. Ainsi

pour des variations petites de concentration on obtenait des variations proportionnelles d'amplitude sur le film.

Précision. — Les enregistrements permettaient l'examen qualitatif des variations de concentration. Des mesures plus précises étaient faites sur échantillons avec mesure de température au centième de degré et mesure de résistance au 1/10 000e. L'erreur sur la résistance était ainsi de l'ordre de 3,6/10 000e et l'erreur correspondante sur la concentration k fois plus grande, k étant compris habituellement suivant les concentrations mesurées entre 1,5 et 8.

Mode opératoire. — *Observation des fluctuations de concentrations.* — Dans ce cas, on utilisait soit les électrodes de large surface pour étudier les fluctuations de la concentration moyenne, soit les électrodes à champ quasi-ponctuel, pour les fluctuations locales. Ces dernières électrodes étaient placées à poste fixe et groupées par trois sur un même diamètre.

Observation des distributions de concentration dans une section. — A l'aide d'un tuyau de prélèvement placé successivement en plusieurs points d'un diamètre, on recueillait un échantillon d'eau donnant la concentration moyenne locale correspondant à la durée du prélèvement. Une cellule de mesure de conductivité placée sur le circuit du prélèvement permettait d'enregistrer en même temps les variations de concentration.

On explorait ainsi cinq points, grâce à deux sondes déplacées suivant deux diamètres perpendiculaires.

Mesure du coefficient d'amortissement. — La mesure de ce coefficient s'obtient à partir des écarts de concentration mesurés sur un diamètre vertical en plusieurs sections. Des prélèvements étaient faits à la paroi aux extrémités des diamètres verticaux de trois sections. L'injection était faite au bas de la conduite, et la symétrie par rapport à un plan vertical était contrôlée par des prélèvements aux extrémités d'un diamètre horizontal.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Formulation matricielle du champ vectoriel et du champ de spin maximum* 1 *et comparaison de leur structure interne.* Note (*) de **Tzou Kuo Hsien**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le champ vectoriel et le champ de spin maximum 1 de la théorie de fusion sont formulés dans une même représentation matricielle. La différence des deux champs est alors précisée en ce qui concerne leur structure interne à l'égard des états de spin.

1. Nous avons étudié le champ vectoriel dont les composantes A_k satisfont toutes à l'équation dalembertienne mais ne sont soumises à aucune condition supplémentaire ([1]). Il constitue une superposition de deux spins totaux, 1 et 0.

Ce champ vectoriel peut avoir une formulation matricielle, où la fonction d'ondes contient comme composantes, non seulement les A_λ, mais aussi leurs dérivées premières, de telle sorte que l'équation d'ondes soit une équation différentielle du premier ordre. Celle-ci peut toujours s'écrire

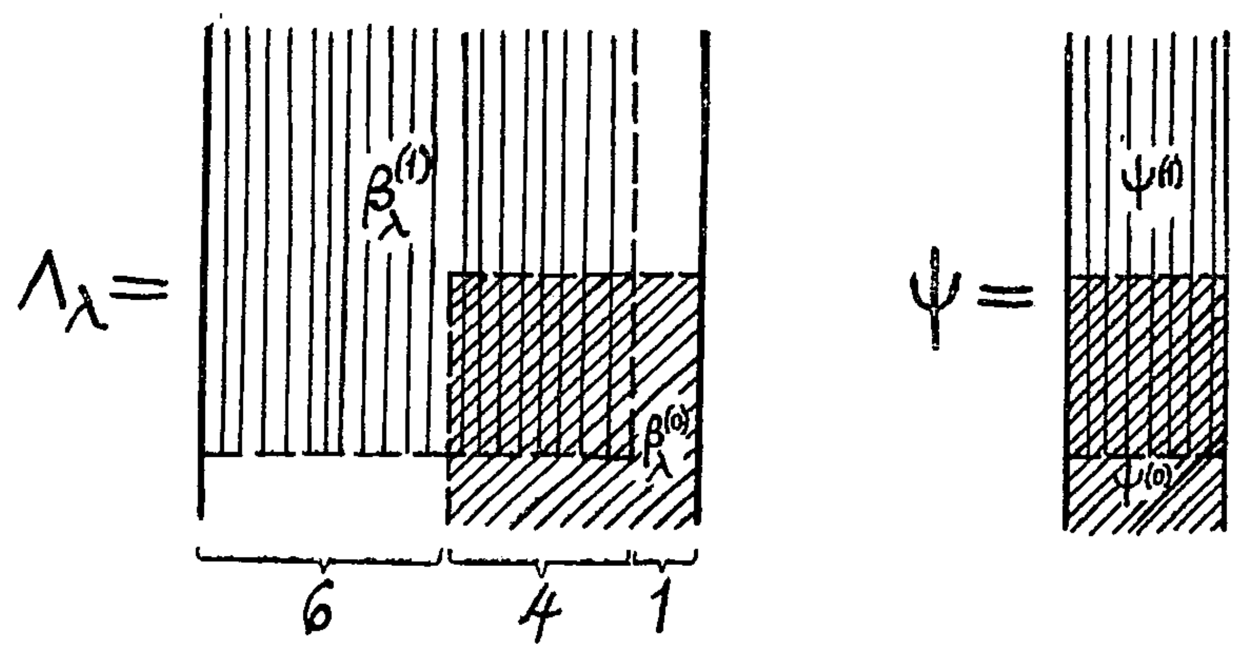
$$(\Lambda_\lambda \partial_\lambda + \varkappa)\psi = 0. \tag{1}$$

ψ est une matrice-colonne à 11 composantes, qui sont en général des combinaisons linéaires des quatre composantes du vecteur A_λ, des six composantes de la rotation $\partial_\lambda A_\rho - \partial_\rho A_\lambda$ et enfin de la divergence $\partial_\lambda A_\lambda$. Les Λ_λ sont quatre matrices hermitiennes 11-11 qui obéissent aux règles d'anticommutation

$$\begin{aligned}\Lambda_\lambda\Lambda_\rho\Lambda_\sigma + \Lambda_\lambda\Lambda_\sigma\Lambda_\rho + \Lambda_\rho\Lambda_\sigma\Lambda_\lambda + \Lambda_\rho\Lambda_\lambda\Lambda_\sigma + \Lambda_\sigma\Lambda_\lambda\Lambda_\rho + \Lambda_\sigma\Lambda_\rho\Lambda_\lambda \\ = 2(\Lambda_\lambda\delta_{\rho\sigma} + \Lambda_\rho\delta_{\sigma\lambda} + \Lambda_\sigma\delta_{\lambda\rho}).\end{aligned} \tag{2}$$

On démontre que ces matrices et la fonction d'onde ψ peuvent prendre une représentation explicite « presque diagonalisée » par rapport aux états de spin, qui est la suivante : [Si non, on peut toujours les rendre ainsi à l'aide d'une transformation unitaire.]

(3)



Les $\beta_\lambda^{(1)}$ sont les quatre matrices 10-10 et $\psi^{(1)}$ la fonction d'ondes à dix composantes du champ irréductible de spin 1, et les $\beta_\lambda^{(0)}$ sont les matrices 5-5 et $\psi^{(0)}$ la fonction d'ondes à cinq composantes du champ irréductible de spin 0. On démontre que l'équation d'ondes (1) se décompose en les deux équations irréductibles des spins 1 et 0 :

$$(\beta_\lambda^{(s)}\partial_\lambda + \varkappa)\psi^{(s)} = 0 \qquad (s = 1, 0) \tag{4}$$

et les $\beta_\lambda^{(s)}$ satisfont aux relations

$$\beta_\lambda^{(s)}\beta_\sigma^{(s)}\beta_\rho^{(s)} + \beta_\rho^{(s)}\beta_\sigma^{(s)}\beta_\lambda^{(s)} = \beta_\lambda^{(s)}\delta_{\rho\sigma} + \beta_\rho^{(s)}\delta_{\lambda\sigma} \tag{5}$$

Ainsi, dans la représentation (3) de Λ_λ et ψ, les zones rayées verticalement représentent l'état de spin 1 et les zones rayées obliquement représentent l'état de spin 0. Nous remarquons la présence des « zones d'interférence »,

qui caractérisent la structure interne du champ vectoriel en ce qui concerne le mélange des spins 1 et 0.

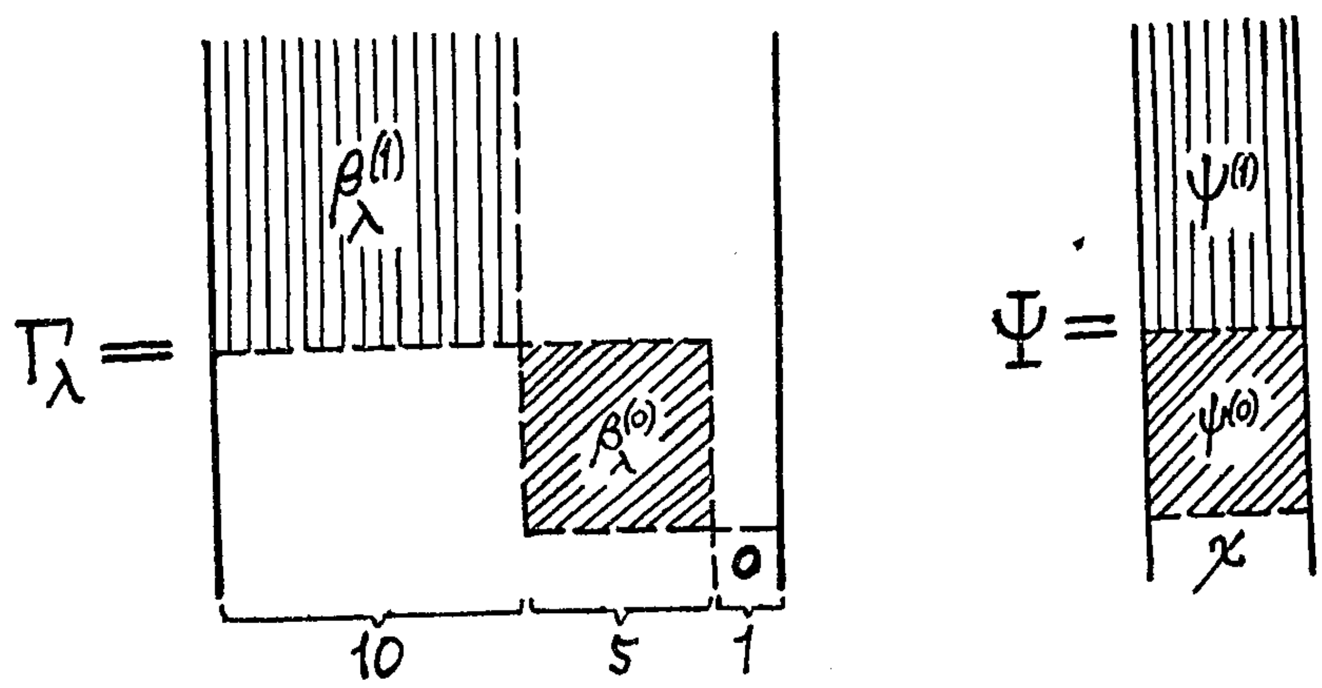
2. Dans la théorie de fusion de M. L. de Broglie (²), le champ de spin maximum 1 peut avoir lui aussi une formulation purement matricielle semblable à celle du champ vectoriel. Tout comme (1), l'équation d'ondes s'écrit dans ce cas

$$(\Gamma_\lambda \partial_\lambda + \varkappa)\Psi = 0. \tag{6}$$

Mais Ψ est maintenant une matrice-colonne à 16 composantes et les Γ_λ sont quatre matrices hermitiennes 16-16 qui obéissent aux relations

$$\Gamma_\lambda \Gamma_\sigma \Gamma_\rho + \Gamma_\rho \Gamma_\sigma \Gamma_\lambda = \Gamma_\lambda \delta_{\rho\sigma} + \Gamma_\rho \delta_{\lambda\sigma}. \tag{7}$$

On démontre que les Γ_λ et Ψ peuvent avoir une représentation « complètement diagonalisée » par rapport aux états de spin, qui est la suivante : (Si non, une transformation unitaire peut toujours les rendre ainsi.)

(8) 

L'équation d'ondes (6) se décompose alors directement en les deux équations (4) et $\varkappa\chi = 0$, χ étant la 16ᵉ composante de Ψ. Dans la représentation (8) de Γ_λ et Ψ, les zones rayées verticalement représentent également l'état de spin 1 et celles rayées obliquement l'état de spin 0. L'absence comptète de « zones d'interférence » caractérise la structure interne du champ de spin maximum 1 à l'égard des états de spin.

3. Nous avons démontré qu'en général un champ tensoriel de rang n a une composition de spin qui est la même que celle du champ de spin maximum n entier de la théorie de fusion (³). Mais en ce qui concerne leur structure interne à l'égard des états de spin, les deux champs sont différents. On peut préciser ici cette question dans le cas le plus simple : champ vectoriel et champ de spin maximum 1.

(i) Dans la formulation matricielle, ceux-ci obéissent à des règles algé-

briques différentes, (2) et (7). L'algèbre définie par (7) appartient à une classe plus restreinte que celle définie par (2), et en est en fait un cas particulier ou une sous-classe.

(ii) Les matrices Γ_λ du champ de spin maximum 1 obéissent à une même algèbre que celles des champs irréductibles des spins 1 et 0, ce qui signifie que les spins 1 et 0 (avec aussi la composante χ) sont mis ensemble sans interférence et que les champs composants correspondants restent complètement indépendants au sein du champ composé. Ceci correspond à l'absence de zones d'interférence dans la représentation (8). Cet aspect de l'indépendance complète des champs composants se manifeste clairement encore dans les quantités bilinéaires, densités de grandeurs physiques du champ composé, car, après la décomposition, il n'y a aucun terme croisé des champs composants dans ces densités. Dans le cas du champ vectoriel, au contraire, il y a des zones d'interférence dans la représentation (3). Les champs composants sont donc effectivement « mélangés » au sein du champ composé. On démontre en effet que des termes croisés des spins 1 et 0 se présentent toujours dans les grandeurs bilinéaires, bien qu'ils ne contribuent en rien aux grandeurs physiques totales après l'intégration. Ces termes croisés représentent l'interférence des spins 1 et 0, mais elle ne donne aucun effet physique observable, au moins en cas d'absence de champ extérieur (champ électromagnétique par exemple).

(iii) Dans le cas du champ vectoriel, comme tous les opérateurs matriciels doivent être composés avec interférence des spins 1 et 0 de la même manière que les Λ_λ dans (3), on démontre que la fonction d'ondes adjointe du spin 0 doit être définie par $\overline{\psi^{(0)}} = -\psi^{(0)\dagger}(2\beta_4^{(0)2} - 1)$, mais celle du spin 1 par $\overline{\psi^{(1)}} = +\psi^{(1)\dagger}(2\beta_4^{(1)2} - 1)$. Le signe « moins » dans $\overline{\psi^{(0)}}$ exigera que l'énergie de l'état de spin 0 soit une quantité négative, si celle de l'état de spin 1 est positive. Dans le cas du champ de spin maximum 1, au contraire, on a signe « plus » à la fois dans $\overline{\psi^{(1)}}$ et dans $\overline{\psi^{(0)}}$, ce qui assure une énergie positive à tous les états de spin.

(iv) Du fait de l'interférence dans le mélange des spins 1 et 0, comme ce qui se manifeste dans la représentation (3), on peut démontrer qu'au sein du champ vectoriel, le champ composant de spin 0 est nécessairement un champ scalaire. Mais, au sein du champ de spin maximum 1, la composante de spin 0 doit être pseudoscalaire, si celle de spin 1 est vectorielle.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) K. H. Tzou, *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 559; *Thèse*, Paris, 1956.

(2) L. de Broglie, *Théorie générale des particules à spin*, 2e édit., 1954, Gauthier-Villars, Paris.

(3) H. K. Tzou, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2009.

SEMI-CONDUCTEURS. — *La variation du courant inverse des contacts redresseurs métal-germanium quand les concentrations de porteurs à l'intérieur du semi-conducteur s'écartent de leurs valeurs d'équilibre thermique.* Note (*) de MM. **Guy Mesnard** et **Alexandre Dolce**, transmise par M. Louis Néel.

On explique les modifications des caractéristiques courant-tension des contacts métal-germanium en présence de porteurs supplémentaires, en déterminant les courants d'électrons et de trous et en tenant compte de l'évolution de la barrière de potentiel.

Nous avons, dans une précédente Note [1], analysé les caractéristiques courant-tension des contacts redresseurs non formés d'un métal avec du germanium de type n, en présence d'une forte barrière de potentiel à la surface du germanium. Nous allons considérer le cas où les concentrations de porteurs à l'intérieur du germanium diffèrent de leurs valeurs d'équilibre thermique, la neutralité restant toutefois satisfaite. Adoptant le modèle et les notations antérieurs, les quantités P et N définissent les potentiels de quasi-Fermi dans la zone de charge d'espace, où ils sont supposés constants. Nous introduisons en outre les valeurs P_0 et N_0 à l'intérieur du semi-conducteur, correspondant aux écarts avec l'équilibre thermique; les concentrations d'équilibre n_0 et p_0 des électrons et des trous deviennent $n_0+\Delta p$ et $p_0+\Delta p$, et l'on a

$$e^{P_0}=1+\frac{\Delta p}{p_0},\qquad e^{-N_0}=1+\frac{\Delta p}{n_0}. \tag{14}$$

Nous admettrons que le potentiel de Fermi du métal se confond avec φ_p à la surface et que la tension appliquée correspond à l'écart entre ce potentiel et le potentiel φ_0.

Évaluons d'abord le courant de trous; il est limité par la diffusion au-delà de la barrière et s'écrit, pour $\Delta p=0$,

$$I_{p_0}=A'(e^{P}-1)=A'(e^{V}-1), \tag{9}$$

avec $A'=qp_0[(D_p/L_p)+v_s]$, D_p étant le coefficient de diffusion des trous, L_p leur longueur de diffusion, v_s la vitesse de recombinaison superficielle. Ici nous devons remplacer A' par

$$A'\frac{p_0+\Delta p}{p_0}=A'e^{P_0}$$

[on peut considérer v_s comme une constante indépendante de P et P_0 (2)] et P par $V-P_0$. D'où

$$I_p=A'e^{P_0}(e^{V-P_0}-1)=A'(e^{V}-e^{P_0}). \tag{15}$$

Cela revient à ajouter à I_{p_0}, quelque soit V, le courant, indépendant de V, $-A'(e^{P_0}-1)$ ou $-q\Delta p[(D_p/L_p)+v_s]$. Cette formule montre notamment :

1° que le courant inverse de trous atteint une saturation proportionnelle au nombre de porteurs minoritaires à l'intérieur du germanium; 2° qu'il y a un courant inverse de trous même en l'absence de tension appliquée; cela correspond à l'existence d'une différence de potentiel spontanée égale à P_0/β (analogie avec les effets photovoltaïques aux contacts métal-germanium); 3° que si l'on compte toujours les tensions à partir de la valeur correspondant à $I_p = 0$, les courants sont partout multipliés par e^{P_0} par rapport aux valeurs obtenues pour $\Delta p = 0$.

Le courant de porteurs majoritaires dépend de la hauteur de la barrière de potentiel. Nous référant aux équations de notre précédente Note, nous conservons l'expression (4) de $F(Y')$, qui doit rester invariable. On doit encore y prendre $P = V$. On en déduit [équations (5) et (6)] que la hauteur de la barrière ne varie pas avec Δp. D'après C. A. Hogarth [3], cette hauteur diminuerait quand Δp augmente; cela est vrai en l'absence de contact métallique; une différence de potentiel apparaît à l'intérieur du germanium, il faut prendre dans l'expression (5) $V = P_0$ et nous retrouvons la formule de Hogarth, mais il s'agit là d'un effet de la différence de potentiel. Dans ces conditions, l'expression (7) dans laquelle nous devons prendre $B = (n/n_0)A = Ae^{-N_0}$ et toujours $P = V$, donne

$$(16) \qquad I_n = A e^{-Y'}(e^{-N_0} - e^{-V}) = A e^{-Y'_0}(e^{V-N_0} - 1) \qquad \text{avec} \quad Y' = Y'_0 - V.$$

Cette formule montre notamment : 1° que le courant inverse d'électrons, dès les faibles tensions inverses, vaut pratiquement $-A e^{-Y'_0}$, comme pour $\Delta p = 0$ (il varie avec V puisque Y'_0 varie); 2° que pour $V = 0$ il y a un courant d'électrons dans le sens direct, ce courant étant nul pour $V = N_0 (N_0 < 0)$; 3° que, si l'on compte toujours les tensions à partir de la valeur correspondant à $I_n = 0$, les courants subissent partout une certaine augmentation (en valeur absolue), à cause de la variation de Y'_0.

On explique ainsi la forme des caractéristiques observées expérimentalement en présence de porteurs supplémentaires. Pour une tension inverse donnée, si le courant est essentiellement un courant de trous pour $\Delta p = 0$, il l'est *a fortiori* quand Δp est différent de zéro, la saturation est toujours bonne et le courant varie linéairement en fonction de Δp (il est proportionnel à $p_0 + \Delta p$). Aux très faibles injections, il peut être relativement plus grand, surtout si la tension inverse est élevée, à cause de l'existence d'un courant non négligeable d'électrons. Dans ce cas, quand Δp croît, le courant de trous devient vite prépondérant et la saturation est meilleure, le courant d'électrons, à une tension donnée, restant pratiquement inchangé.

Dans le cas de valeurs élevées de Δp, le courant de trous devient très important et l'on ne peut plus considérer φ_p comme étant constant à travers la barrière. On peut adopter dans l'équation (4) une valeur

$$P = V - f(\Delta p, V),$$

f étant une fonction de Δp et de V, qui croît en valeur absolue avec Δp et est positive ou négative en même temps que Ip. Quand Δp augmente, la hauteur de la barrière diminue alors dans le sens inverse et augmente dans le sens direct. Effectivement l'expérience indique alors une augmentation relativement plus rapide du courant, pour une tension inverse donnée, d'autant plus que cette tension (et aussi que la température) est plus élevée. Cela doit se manifester surtout pour les contacts peu redressants dans lesquels le courant est surtout un courant de porteurs majoritaires; c'est bien ce que l'on observe pour les contacts peu redressants obtenus normalement avec du germanium de type p.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) G. MESNARD et A. DOLCE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2025.

(2) W. H. BRATTAIN et J. BARDEEN, *Bell Syst. Techn. J.*, 32, 1953, p. 1.

(3) *Proc. Phys. Soc.*, 67 B, 1954, p. 636.

(*Institut de Physique générale de l'Université, Lyon.*)

MAGNÉTISME. — *Orientation des précipitations du cobalt dans un alliage* CuCo, Note (*) de M. **Louis Weil**, Mlle **Lucie Gruner** et M. **André Deschamps**. transmise par M. Louis Néel.

On montre par des mesures magnétiques, faites à très basse température pour annuler les fluctuations, que les ségrégations de cobalt d'un alliage étiré sont orientées. Cette orientation peut être due à une épitaxie du cobalt dans le cuivre ou à la forme allongée des précipités.

L. Néel a montré (1) que dans un ferromagnétique constitué de grains monodomaines dont les axes de facile aimantation sont orientés de façon isotrope, le rapport de l'aimantation rémanente à l'aimantation à saturation était égal à 0,5. Il peut évidemment s'écarter beaucoup de cette valeur quand il y a une anisotropie dans leur orientation, quelle que soit l'origine de celle-ci. Le phénomène est particulièrement connu dans les alliages à aimant orientés (Ticonal, par exemple).

Dans la présente étude nous avons mis en évidence l'orientation préférentielle des précipités de cobalt dans un alliage cuivre-cobalt en mesurant le rapport $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_s$ de l'aimantation rémanente à l'aimantation à saturation. Les grains de cobalt précipités sont très fins : ils mesurent de l'ordre de 60 Å en moyenne et sont monodomaines. Nous avons vu dans une Note antérieure (2) en étudiant un alliage analogue, qu'une partie importante d'entre eux est « paramagnétique apparente » à l'ambiante et même jusqu'à des températures très basses. Pour obtenir leur saturation il faut travailler dans des champs beaucoup plus forts qu'avec les ferromagné-

tiques, ou à température assez basse. Le rapport $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_s$ varie en fonction de T, tant qu'une partie reste paramagnétique apparente, c'est-à-dire jusqu'au zéro où les fluctuations ([3]) s'annulent.

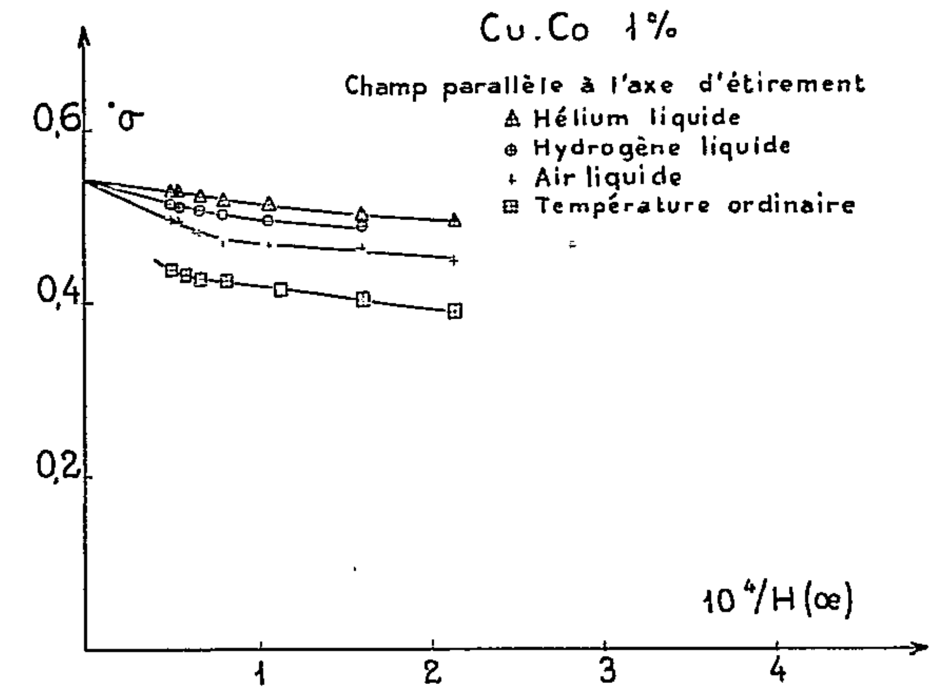


Fig. 1.

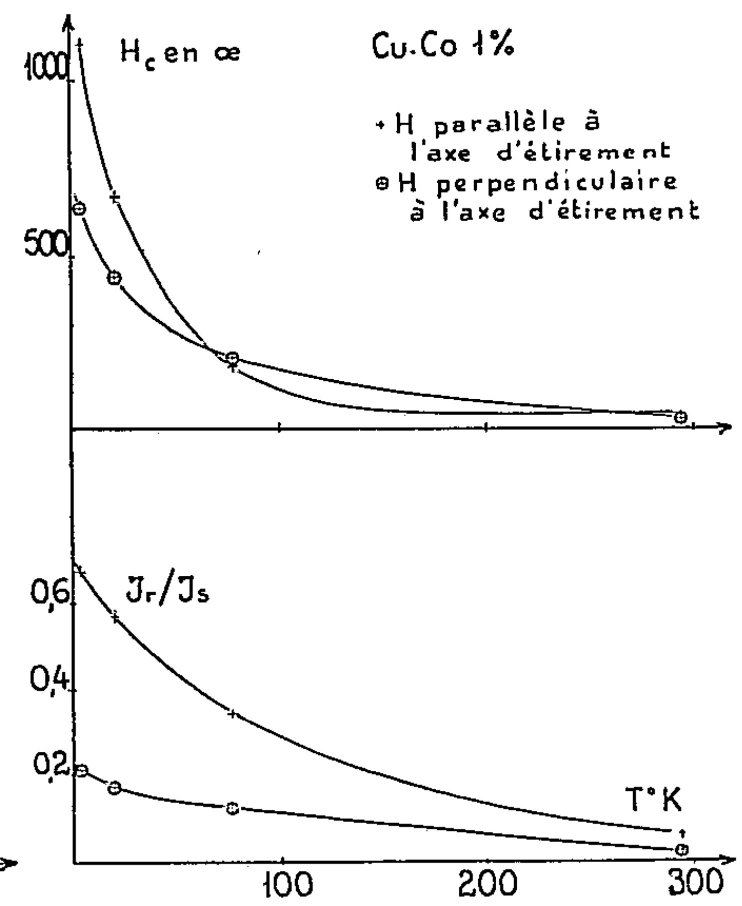


Fig. 2.

Fig. 1. — $\sigma = f(1/H)$. Échantillon parallèle à l'axe d'étirement.

Fig. 2. — $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_s$ et H_c. Échantillons parallèle et perpendiculaire à l'axe d'étirement.

Nous avons vérifié (cf. *fig.* 1 pour l'un des échantillons) qu'on obtient sensiblement la même valeur de la saturation à 77, 20,4 et 4,2° K [*cf.* Bean ([4])]. Celle-ci est de 0,54 C. G. S. par gramme, montrant qu'une partie seulement du cobalt est précipitée. Pour chaque échantillon, les valeurs de $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_s$ ont été reportées sur la figure 2 en fonction de T. A toutes températures, les valeurs de $\mathcal{J}_r/\mathcal{J}_s$ des deux échantillons diffèrent. L'extrapolation à 0° K donne 0,7 *pour la direction parallèle à l'axe et* 0,22 *pour un échantillon taillé perpendiculairement à l'axe.* Pour une poudre isotrope on obtiendrait systématiquement [Weil ([5])] 0,5 dans toutes les directions; pour des grains totalement orientés on prévoit ([1]) respectivement 1 et 0. Les valeurs du champ coercitif suivant les deux directions sont évidemment aussi très différentes, dépassant 1200 Oe dans une des directions et atteignant à peine 700 Oe dans l'autre.

L'anisotropie mise ainsi en évidence grâce aux mesures à très basse température peut être due soit à une forme allongée des précipités déjà envisagée par Sucksmith et al. ([6]), soit à une « épitaxie » de la précipitation dans le cuivre, lui-même doté d'une direction privilégiée par le martelage. Sans vouloir écarter la première hypothèse nous avons cherché à établir la contribution de la deuxième.

On a déterminé tout d'abord (*fig.* 3) la position, en deux points du cylindre étiré, de l'axe de celui-ci par rapport à la maille du *cuivre*. Cette détermination faite aux rayons X par l'un de nous (A. D.), calculée par M. Bertaut, indique que l'étirage a sensiblement couché la direction [110] suivant l'axe.

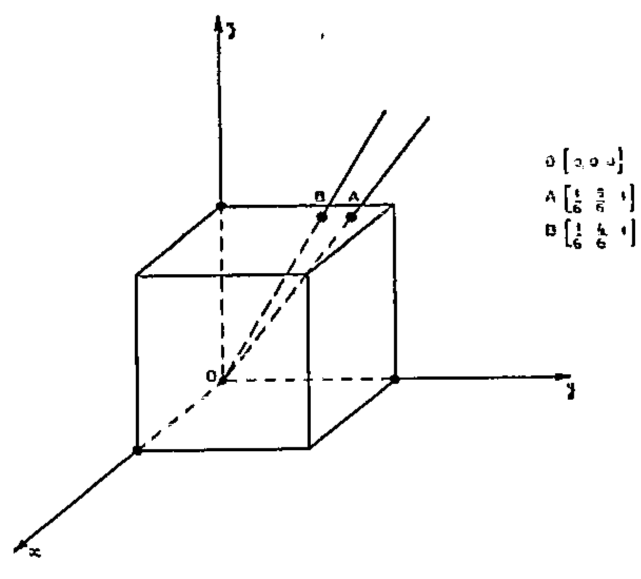


Fig. 3. — Position OA et OB de l'axe d'étirement dans la maille de cuivre en deux points du cylindre.

Nous avons vérifié par une méthode magnétique que les particules de cobalt, trop fines et trop diluées pour être étudiées elles-mêmes aux rayons X, sont cubiques et non hexagonales. On a déterminé (*fig.* 4) la valeur de H_c en fonction de T pour un échantillon de la même famille.

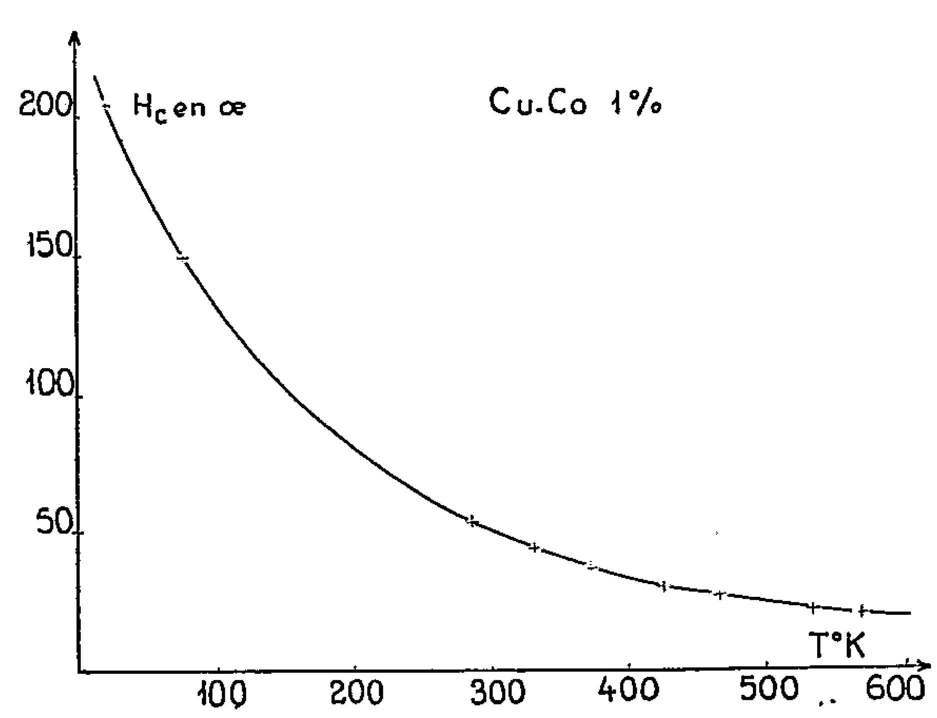


Fig. 4. — $H_c = f(T)$. CuCo 1 % recuit à 600° C (non martelé).

Si le cobalt était hexagonal, il aurait [7] à l'état de grains fins, un minimum très prononcé de H_c au voisinage de 480° K. On en conclut que les précipitations sont, tout au moins en majeure partie, cubiques.

Dans ces conditions, il suffit de remarquer que l'axe [001] est un axe de difficile aimantation [extrapolation des mesures de Shih [8] sur les

nickel-cobalt] pour comprendre comment, indépendamment d'un allongement des grains, l'épitaxie peut donner naissance à une anisotropie.

Cette contribution doit être considérée comme d'autant plus importante que des mesures antérieures sur le cobalt cubique en grains de quelques centaines d'angströms (7) ont révélé l'accroissement du champ coercitif et, par suite, de l'anisotropie magnétique à basse température et que les mesures sur des alliages monocristallins non martelés ont également révélé des valeurs de $\mathcal{J}_k/\mathcal{J}_s$ supérieures à 0,5, alors que dans ce cas un allongement mécanique des grains n'est pas en cause.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *Appl. Sc. Res.*, B, 4, 1953, p. 13.
(2) L. Weil et L. Gruner, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1629.
(3) L. Néel, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 664.
(4) C. P. Bean et J. S. Jacobs, *J. Appl. Phys.*, 27, 1956, p. 1448.
(5) L. Weil, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 715.
(6) G. Bate, D. Schofield et W. Sucksmith, *Phil. Mag.*, 46, 1955, p. 621.
(7) L. Weil, S. Marfoure et F. Bertaut, *J. Phys. Rad.*, 9, 1948, p. 203.
(8) J. W. Shih, *Phys. Rev.*, 50, 1936, p. 376.

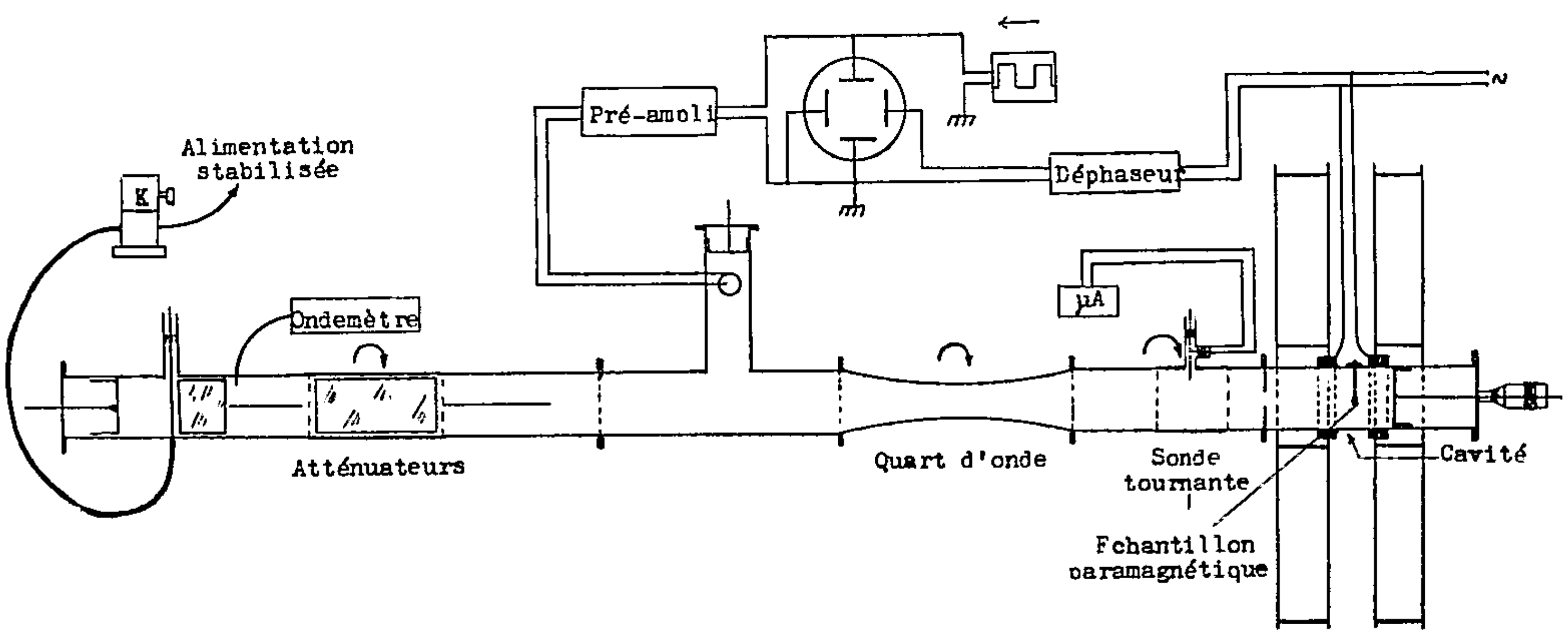
(*Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.*)

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Dispositif de couplage directionnel pour un montage de résonance paramagnétique électronique en ondes polarisées circulairement.* Note (*) de M. **André Charru**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Dans des Communications antérieures (1) j'ai décrit un montage d'étude de résonance paramagnétique électronique à 3 000 MHz en ondes polarisées circulairement. L'énergie du signal était prélevée par une sonde placée en avant de la cavité résonnante contenant la substance paramagnétique et dans le système d'ondes stationnaires qui s'établit dans cette partie du montage. Malgré les avantages que présente ce dispositif (simplicité du montage, possibilité d'observer séparément χ' et χ'', contrôle de la polarisation circulaire de l'onde), j'ai été amené à modifier le système de prélèvement de l'énergie du signal. J'emploie maintenant un dispositif analogue à un coupleur directionnel qui permet de ne prélever que l'énergie de l'onde réfléchie par la cavité, le prélèvement pouvant être beaucoup plus important qu'avec une simple sonde.

Le montage est schématisé figure 1. Pour une orientation convenable du quart d'onde la vibration émergente est polarisée circulairement. Après réflexion sur la cavité l'onde revient vers la source en traversant à nouveau le quart d'onde qui la transforme en vibration rectiligne ayant tourné sensiblement de 90° par rapport à la vibration rectiligne incidente (en effet,

le quart d'onde ne doit pas être orienté exactement à 45° pour que, compte tenu des réflexions multiples, l'onde excitant la cavité soit polarisée circulairement). Déjà on avait utilisé cette circonstance, pour l'étude de la résonance ferromagnétique des ferrites, en plaçant une petite sonde à 90° de l'antenne émettrice (²). Afin d'assurer un prélèvement d'énergie plus considérable, j'ai disposé une portion de guide rectangulaire perpendicu-



laire à l'axe du guide circulaire principal les grands côtés étant parallèles au plan de vibration de l'onde incidente. Ce guide est excité dans le mode TE_{01} par une fente rayonnante percée suivant une génératrice du guide circulaire et dans le plan de vibration de l'onde incidente. Ainsi seule l'onde réfléchie peut exciter ce guide, la fente n'apportant aucune perturbation à la propagation de l'onde incidente. Enfin, la quasi-totalité de l'énergie de l'onde se propageant dans le guide rectangulaire est prélevée par une antenne accordée parallèle au petit côté du guide.

Par rapport au précédent montage, le gain en sensibilité, observé en expérimentant par exemple sur un échantillon de diphényl pycril hydrazyl, est de l'ordre de 30.

Ainsi j'ai pu mettre facilement en évidence, au Laboratoire de Spectropolarimétrie, la résonance paramagnétique électronique d'une solution de lithium dans l'éthylamine liquide. Pour une solution contenant environ 2 mol/l, la largeur de la courbe d'absorption de résonance est 1 gauss.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(¹) A. Charru, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 652 et *Comm. Soc. franç. de Phys.*, Section du Sud-Ouest, 20 décembre 1956.

(²) J. O. Artman et P. E. Tannenwald, *J. Appl. Phys.*, 26, 1955, p. 1124.

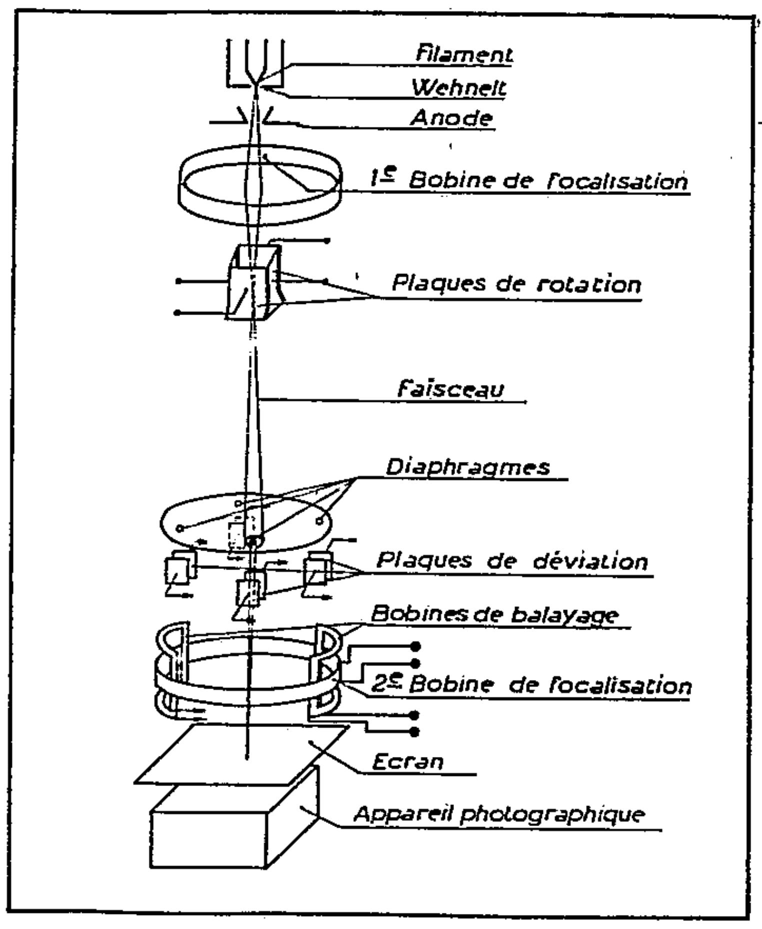
ÉLECTRONIQUE. — *Une conception nouvelle d'oscillographe cathodique à voies multiples*. Note (*) de MM. **Charles Fert**, **Jean Lagasse** et **Jean Clot**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Les principaux avantages de cette nouvelle conception sont : coïncidence des spots au repos, densité électronique élevée permettant l'enregistrement des hautes fréquences, marquage du temps, aucune interaction des faisceaux.

Dans une précédente Communication, nous avons proposé le principe d'un oscillographe à faisceaux multiples [1] dont un prototype a été réalisé ultérieurement [2]. Ce dispositif exigeait un débit élevé de la source haute tension.

Le dispositif que nous décrivons ci-dessous évite cette difficulté, tout en conservant les avantages du précédent montage : coïncidence des spots au repos, balayage commun à l'ensemble des faisceaux. Il présente en outre l'intérêt d'une interaction nulle des faisceaux, et d'un marquage automatique du temps.

La figure 1 représente le schéma de principe du dispositif proposé : le canon à électrons, du type triode, est réglé pour donner un faisceau de très grande brillance et de faible ouverture. Un condenseur forme



l'image du « cross-over » au centre de symétrie d'un système de deux paires de plaques de déviation disposées à angle droit. Ces plaques sont alimentées par deux tensions haute fréquence de même amplitude, mais en quadrature de phase, de manière à créer un champ électrique polarisé circulai-

rement perpendiculaire à l'axe du système source-condenseur. On obtient ainsi une rotation du faisceau suivant les génératrices d'un cône de révolution dont le sommet est confondu avec le centre de symétrie des plaques.

Si l'on place normalement à l'axe du cône, à une distance *d* du sommet une plaque percée d'un certain nombre de diaphragmes le long du cercle balayé par le faisceau, on obtient *n* faisceaux différents qui pourront être déviés indépendamment les uns des autres par des jeux de plaques convenablement placées.

A la suite de la plaque définissant les faisceaux, on dispose les mêmes éléments que dans le montage proposé initialement [1] : une deuxième lentille magnétique qui forme l'image du « cross-over » sur l'émulsion, c'est-à-dire focalise les différents faisceaux en un même point de l'écran, en l'absence de balayage, les plaques de déviation de chacun des faisceaux, le dispositif de balayage, magnétique ou électrostatique commun à l'ensemble des faisceaux.

La description qui précède met en évidence les avantages que nous avons signalés :

Le *même* faisceau étant utilisé pour l'ensemble des spots, son ouverture peut être très petite : le débit de la source haute tension restera faible (100 μA par exemple) même si le canon à électrons est réglé pour obtenir une brillance très élevée.

Aucun phénomène d'interaction des faisceaux n'est plus possible, le même pinceau d'électrons définissant successivement les différents spots.

Le blocage temporaire des spots au repos est rendu très simple par l'utilisation de plaques de déviation placées en amont des diaphragmes et destinées à détourner le faisceau avant son arrivée sur le diaphragme correspondant. Le blocage définitif d'un ou plusieurs spots peut être réalisé en alimentant par une tension continue convenable les plaques ci-dessus.

Le tracé des spots sur l'écran d'observation ou sur la plaque d'enregistrement n'est pas continu. Il est découpé à la fréquence de la tension d'alimentation des plaques. Ce découpage, d'autant plus serré que la fréquence est plus élevée, peut constituer un marquage automatique du temps et éviter l'emploi d'un émetteur d'étalonnage pour la détermination de la vitesse de balayage.

La focalisation des spots, obtenue en agissant sur les courants dans les deux lentilles magnétiques, est rendue très commode par le fait que le réglage consiste simplement à assurer la coïncidence des spots à l'état de repos.

Notons enfin que le dispositif proposé est applicable à tous les types d'oscillographes cathodiques qu'ils soient à vide entretenu ou à tube

scellé. Il conduit à la suppression du commutateur électronique classique utilisé dans les appareils à plusieurs voies.

(*) Séance du 25 février 1957.

(1) CH. FERT, J. LAGASSE et J. OLLE, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1667.

(2) J. OLLE, *Rev. Gén. Électr.*, février 1955.

ÉLECTRONIQUE. — *Étude expérimentale du spectre de vitesse des électrons transmis par le diaphragme d'un microscope électronique à émission.* Note (*) de M. **FERDINAND PRADAL** et **RENÉ SIMON**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Étude directe de la dispersion de vitesse du faisceau transmis par le diaphragme d'objectif d'un microscope électronique à émission. Le spectre de vitesse devient plus étroit lorsque le diamètre du diaphragme diminue. Comparaison quantitative des spectres correspondant à différentes ouvertures.

Dans une Communication précédente (1), Fert et Simon ont montré que le spectre de vitesse des électrons transmis par le diaphragme d'objectif d'un microscope électronique à émission ne représentait pas le spectre de vitesse des électrons secondaires émis par la cathode. Nous avons vérifié les conclusions de cette théorie en faisant l'analyse du spectre de vitesse des électrons transmis par des diaphragmes C′ (*fig.* 1) de diamètres différents. Cette analyse a été

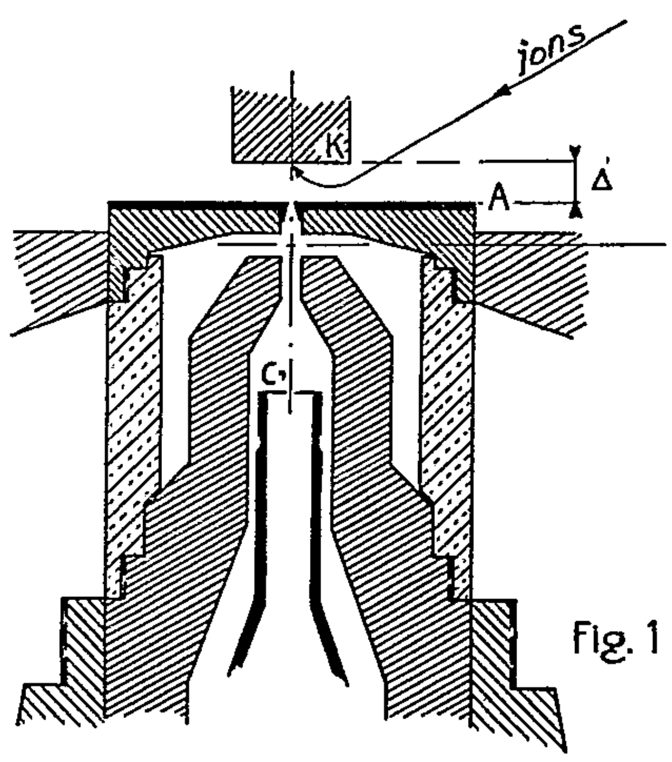


Fig. 1

faite au moyen du spectrographe de vitesse décrit dans (2), dont la résolution est de 1 V sur 20 000 V. Nous résumons ici le résultat de cette étude en renvoyant à (1) et (2) pour la description du montage expérimental et de la théorie préliminaire.

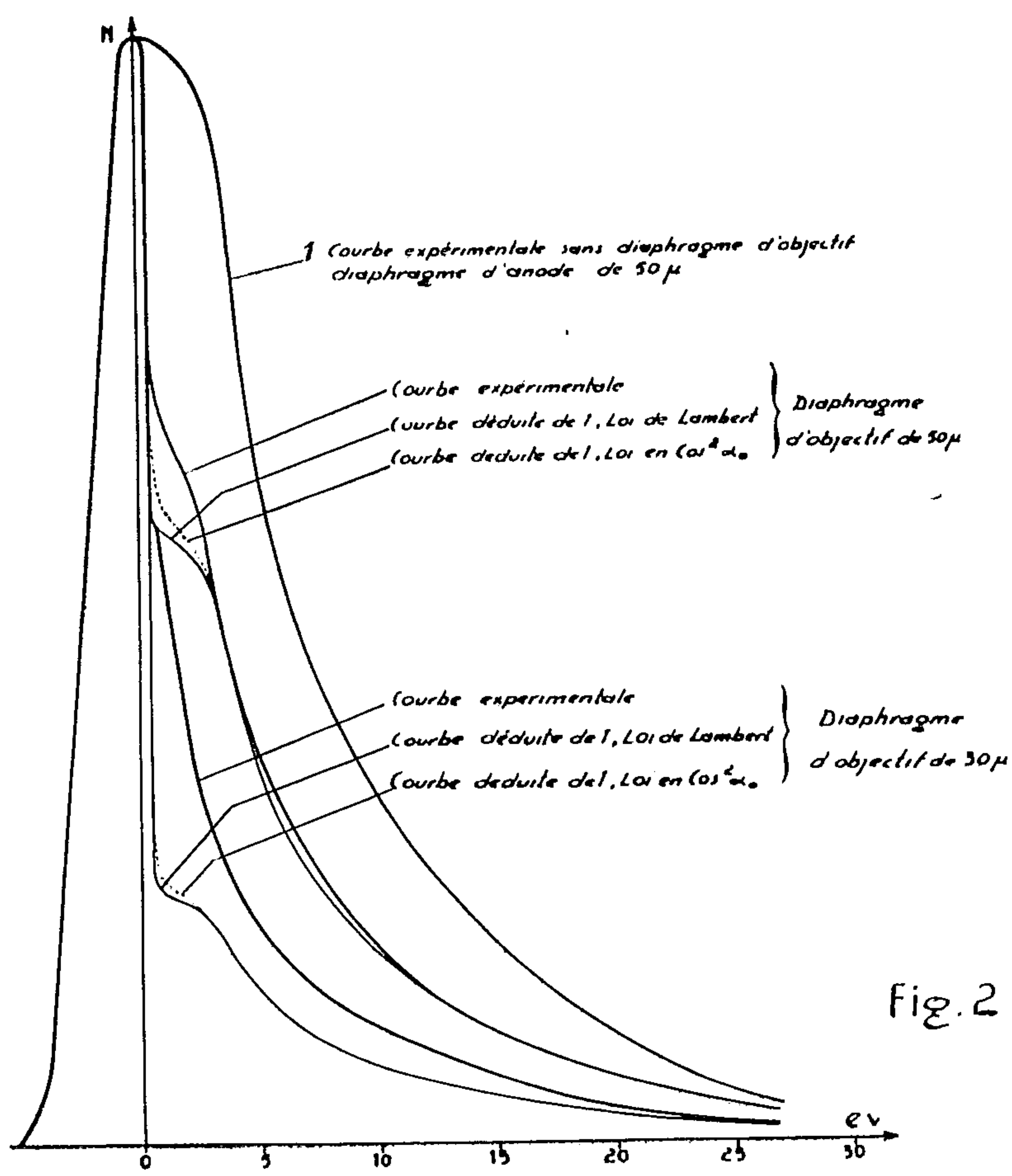
Une vérification très complète serait facile si l'on connaissait la loi de répartition $n[\varphi_0, \alpha_0]\,d\varphi_0\,d\omega$ des électrons secondaires en fonction de l'énergie φ_0 et

de l'angle d'émission α_0($d\omega$, angle solide élémentaire dont le rayon moyen fait l'angle α_0 avec la normale au plan de la cathode), et en supposant que cette répartition est isotrope, mais les publications concernant l'émission secondaire sous l'action d'un faisceau d'ions ne contiennent aucune base suffisante pour cela. Nous avons opéré de la manière suivante :

1° Nous avons déterminé expérimentalement la répartition des vitesses dans différentes conditions;

a. le diaphragme d'objectif est supprimé; le diaphragme d'anode a 50 μ de diamètre (courbe 1, *fig.* 2);

b. le diaphragme d'anode restant le même, le diaphragme d'objectif est mis en place, et l'image du « cross-over » est formée sur ce diaphragme au moyen de la lentille magnétique. L'expérience est faite pour différents diamètres du diaphragme (30 et 50 μ en particulier).



Les spectres de vitesse sont représentés par les courbes correspondantes de la figure 2; ils montrent sans équivoque que le spectre devient plus étroit

lorsque le diamètre du diaphragme diminue, comme cela est prévu par [1]. Les courbes permettent de distinguer deux zones dans les spectres de répartition, correspondant aux énergies inférieures et supérieures à l'énergie critique φ_{01}.

2° Admettant ensuite une loi de distribution de la forme $n[\varphi_0, \alpha_0] = N(\varphi_0)\cos\alpha_0$ (loi de Lambert), nous avons déterminé les courbes de répartition en présence du diaphragme d'objectif à partir de la courbe 1. Ce calcul est facile si l'on suppose que la zone émissive est petite devant l'intervalle cathode-anode. La figure 2 montre les courbes obtenues dans ces conditions : l'accord avec l'expérience est excellent pour le diaphragme de 50 μ, moins bon pour celui de 30 μ, l'écart restant de l'ordre des erreurs expérimentales.

3° Afin de voir l'influence du choix de la loi de répartition $n[\varphi_0, \alpha_0]$, nous avons fait également le calcul en prenant arbitrairement $n[\varphi_0, \alpha_0] = N(\varphi_0)\cos^2\alpha_0$.

Les résultats ne sont pas sensiblement modifiés : les expériences précédentes ne permettent pas de faire un choix entre les deux lois.

En résumé :

— l'analyse des vitesses des électrons transmis par le diaphragme d'objectif d'un microscope électronique à émission montre bien que la répartition des vitesses est modifiée dans le sens indiqué par la théorie exposée dans [1];

— il est nécessaire de faire des hypothèses simplifiées pour contrôler quantitativement cette théorie, la loi de répartition réelle des électrons secondaires n'étant pas connue. Malgré cela, la comparaison des spectres de vitesse obtenus dans différentes conditions montre un accord satisfaisant avec l'expérience.

(*) Séance du 4 mars 1957.

[1] C. Fert et R. Simon, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1177.

[2] C. Fert et F. Pradal, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 54.

INTERFÉROMÉTRIE. — *Quelques anomalies présentées dans le spectre infrarouge par des franges d'interférences obtenues avec des couches semi-réfléchissantes.* Note (*) de Mme **Josette Vincent-Geisse** et M. **Jean Lecomte**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Les franges d'interférences, obtenues au moyen de couches semi-réfléchissantes d'épaisseur finie, présentent un certain nombre d'anomalies difficilement explicables *a priori*. Un calcul simple permet d'en rendre compte.

Le domaine infrarouge, en raison de son étendue, permet de mettre en évidence des anomalies qui ne semblent pas avoir été signalées dans les autres régions spectrales, et pour lesquelles nous proposons une explication simple.

La figure 1 représente des franges obtenues par transmission avec une lame d'air de 61 μ d'épaisseur entre deux couches de pentaséléniure d'arsenic déposées sur des lames de Na Cl.

Des deux systèmes superposés, l'un S à franges serrées, est dû à la lame d'air; l'autre s, à intervalles très larges, au pentaséléniure. En diminuant l'épaisseur de la couche ce dernier disparaît, mais le pouvoir réflecteur diminue très vite et avec lui la possibilité de voir les autres franges.

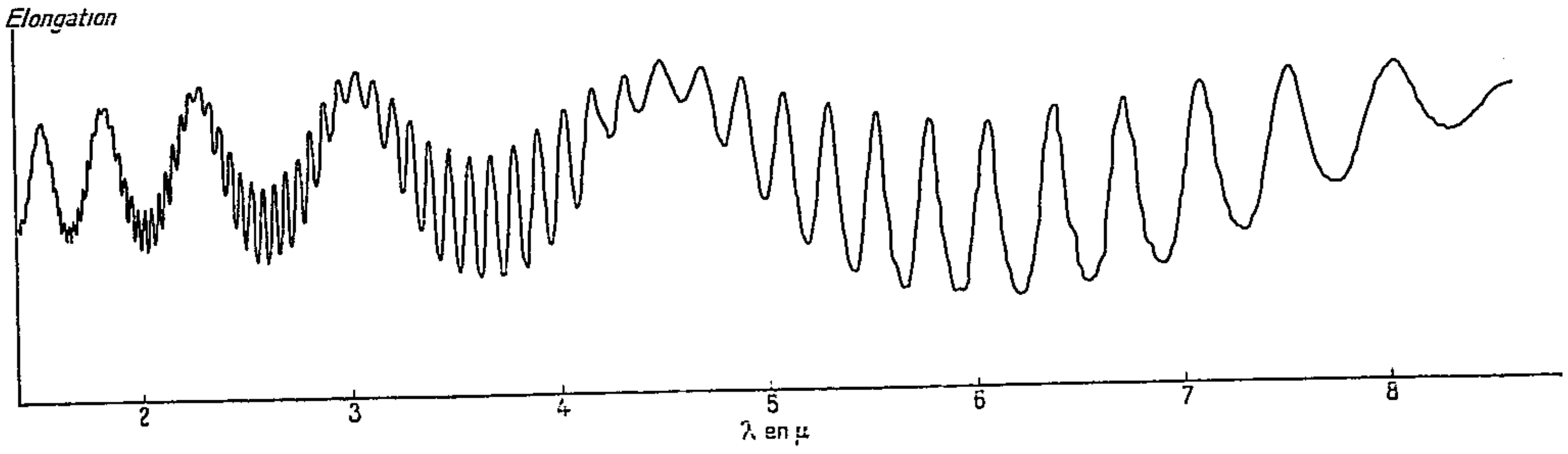


Fig. 1.

Étude expérimentale. — Nous observons immédiatement une variation d'amplitude des franges le long du spectre; elles sont beaucoup plus profondes au voisinage des minima de s. L'ordre d'interférence, correspondant à chaque maximum de S, n'est pas exactement un nombre entier, mais présente de petites différences, $\Delta K = (2e/\lambda) - K$, (K étant l'entier le plus voisin de $2e/\lambda$), qui ne sont pas distribuées au hasard, mais présentent, au contraire, une variation systématique représentée par la figure 2. En abscisse sont portées les longueurs d'ondes; l'échelle est linéaire en fréquences, ce qui rend les maxima M et les minima m de s équidistants.

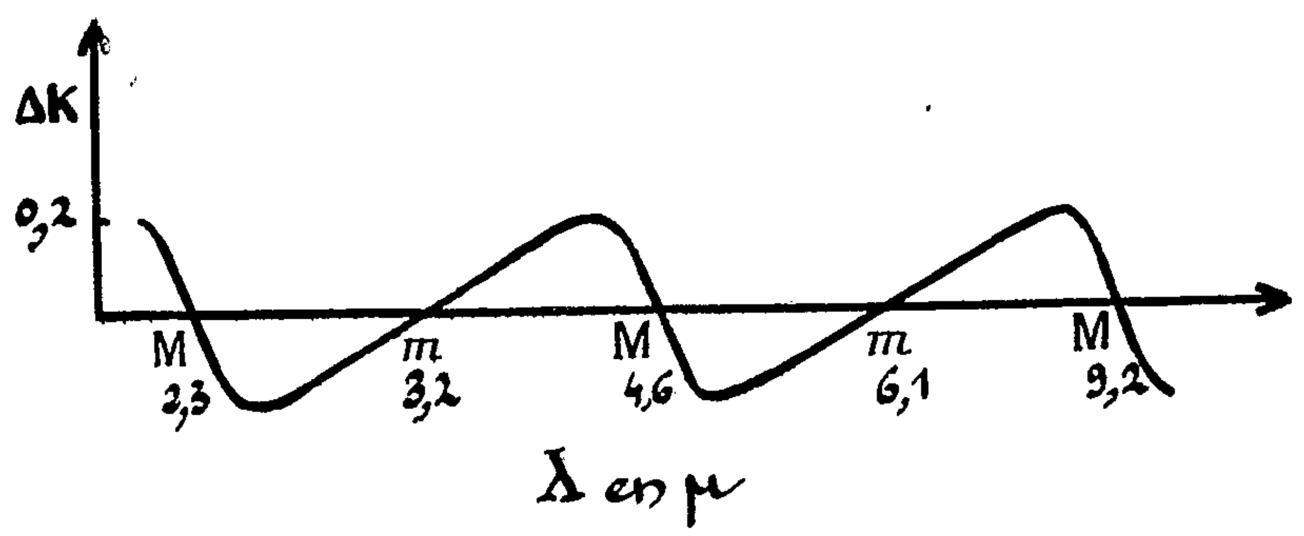


Fig. 2.

Étude théorique. — En négligeant les lames de sel qui servent de support nous avons un empilement de trois couches minces et le calcul exact de la lumière transmise représente déjà un problème difficile (*voir* par exemple Rouard, Crook), même par une méthode graphique (Cotton); de plus nous recherchons les maxima de transmission ce qui complique encore le calcul.

Dans la figure 3, pour avoir une représentation claire, nous supposons l'incidence oblique, et nous nous limitons aux rayons qui ne subissent que deux réflexions, l'intensité des autres

restant beaucoup plus faible. Pour interpréter nos résultats il ne suffit pas de considérer l'interférence deux à deux des rayons suivants : I (direct), II et II *bis* (traversent quatre surfaces et donnent par interférence avec I le système s de larges franges), III (son interférence avec I conduit au système S dû à la lame d'air), mais aussi les rayons suivants les plus intenses IV et IV *bis*, ayant traversé six surfaces, qui, à l'inverse des précédents, subissent deux réflexions de natures différentes et se trouvent donc déphasés de π par rapport à eux.

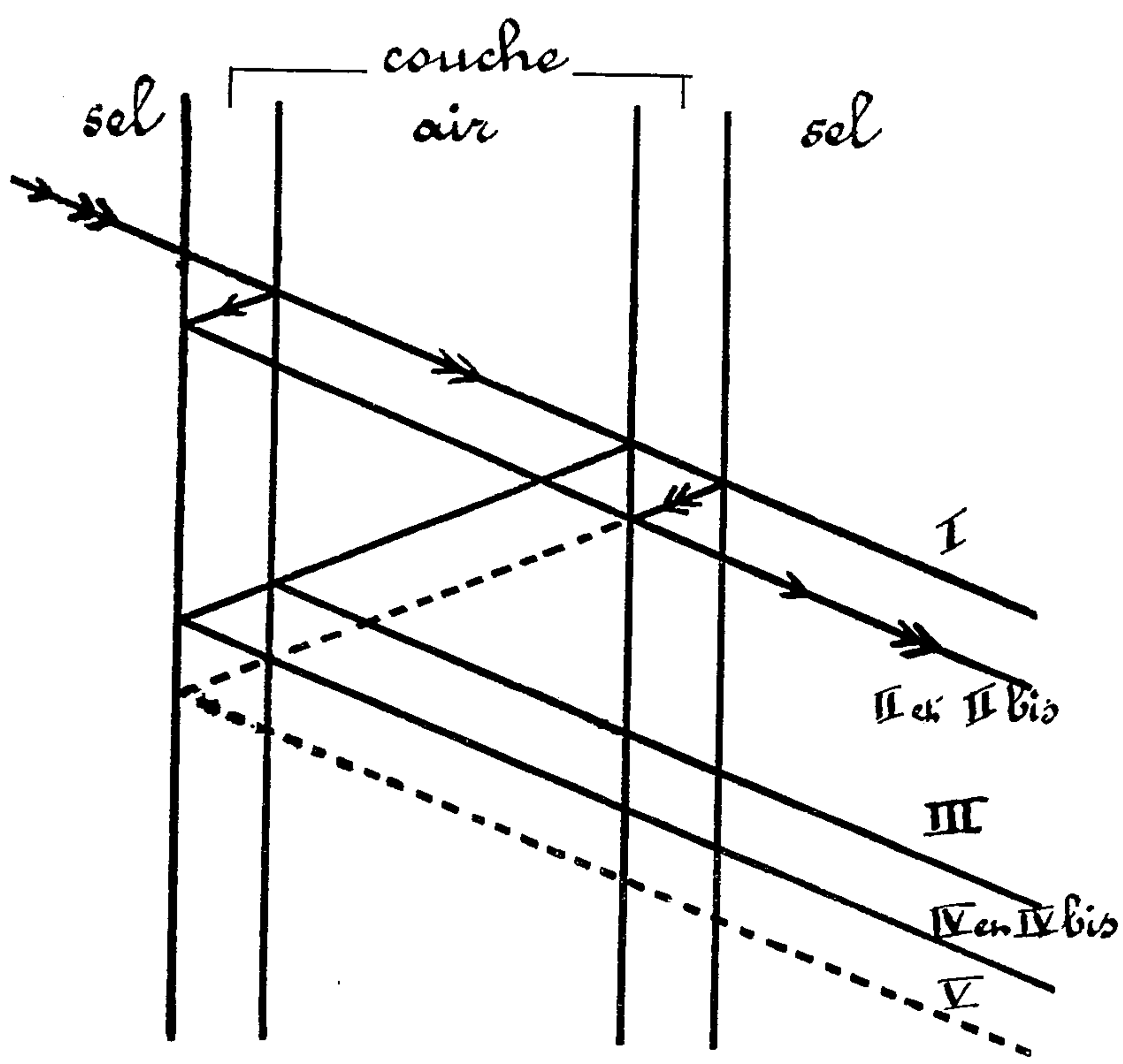


Fig. 3.

En désignant par A, B, C, D, l'amplitude des vibrations I, II, III, IV, et par $k\lambda$ et par $K\lambda$ respectivement les différences de marche des rayons I et II et I et III, l'équation de la vibration résultante s'écrit

$$Y = A\cos\omega t + B\cos(\omega t - 2k\pi) + C\cos(\omega t - 2K\pi) + D\cos[\omega t - \pi - 2(K+k)\pi]$$

A étant très supérieur à B, C et D on peut, en première approximation, négliger le terme en $\sin\omega t$ et écrire l'amplitude

$$a = A + B\cos 2k\pi + C\cos 2K\pi - D\cos 2(K+k)\pi. \tag{1}$$

La variation de a avec K et k donne la position des maxima et des minima. Lorsque K augmente d'une unité, k varie peu et nous pourrons, sans erreur appréciable, supposer k constant et prendre $2K\pi$ comme variable. Les zéros de la dérivée a' s'obtiennent pour les valeurs de K telles que

$$\operatorname{tg} 2K\pi = \frac{\sin 2k\pi}{\frac{C}{D} - \cos 2k\pi}. \tag{2}$$

En posant $D = 0$ dans a', on a les maxima et les minima pour $\sin 2K = 0$ c'est-à-dire pour K entier ou demi-entier; l'anomalie observée provient donc du terme en D.

A partir des équations (1) et (2) nous retrouvons tous les résultats expérimentaux.

a. La profondeur des franges est beaucoup plus grande aux minima qu'aux maxima de s; dans un cas :

$$a = A - B + (C + D)\cos 2K\pi,$$

dans l'autre :

$$a = A + B + (C - D)\cos 2K\pi.$$

b. Pour k entier ou demi-entier $\mathrm{tg}\,2K\pi = 0$. Les maxima de S ne sont pas déplacés. Pour k compris entre un entier k_0 et $K_0 + (1/2)$: $\mathrm{tg}\,2K\pi > 0$; aux maxima de S : $\Delta K > 0$. Pour k compris entre $K_0 - (1/2)$ et k_0 : $\Delta K < 0$.

Remarque. — La considération du rayon V ne change pas la forme des relations (1) et (2) et modifie seulement les valeurs respectives de C et D.

Cette théorie simplifiée rend donc bien compte qualitativement des résultats expérimentaux (fig. 2) *et s'applique facilement aux anomalies observées. Elle conduit, pour les diminuer autant que possible et permettre des pointés précis de franges, à choisir une couche réfléchissante la plus mince possible.*

(*) Séance du 8 avril 1957.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Mesure de la diffusion élastique des rayons γ de* 1,33 MeV *dans l'étain.* Note de MM. **Eiichi Hara, Jean Banaigs** et **Jacques Mey**, présentée par M. Francis Perrin.

Résultats de mesures de la diffusion élastique des rayons γ du ^{60}Co dans l'étain; ces résultats s'accordent sensiblement avec de récents calculs théoriques. Aucune diffusion par le champ électrique du noyau n'est mise en évidence.

Dans des Notes précédentes (1), il a été décrit une méthode de mesure de la diffusion élastique des rayons γ dans les éléments lourds. Améliorant cette méthode, nous avons effectué de nouvelles mesures avec l'étain pour des angles compris entre 38 et 115°.

Méthode. — Nous comparons le spectre d'impulsions produit par les rayons γ d'une petite source de ^{60}Co à celui des rayons γ diffusés par une cible (1). Il y a été apporté plusieurs améliorations :

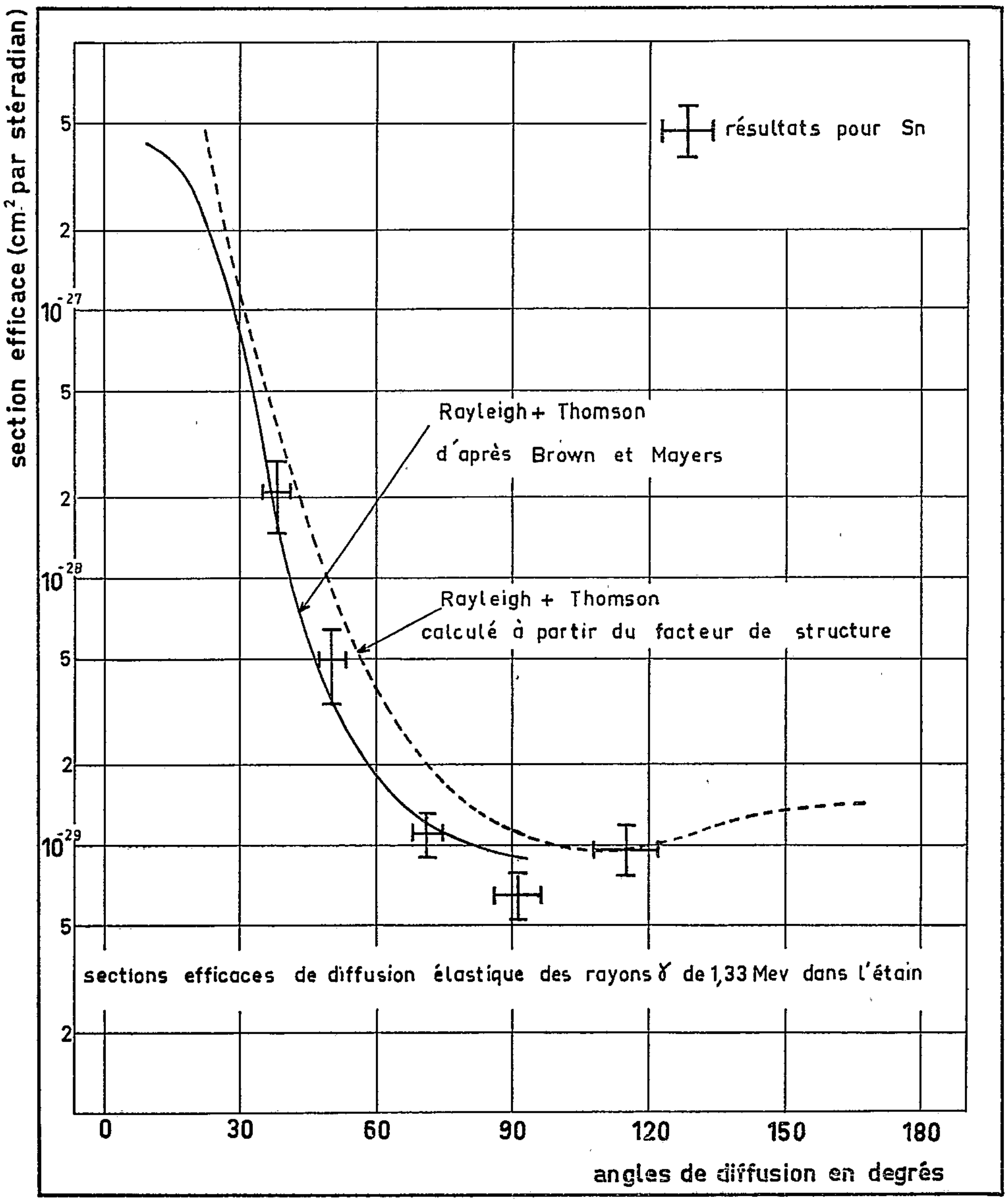
— Amélioration de la résolution du spectrographe;

— Diminution des erreurs dues aux effets d'empilement des impulsions de faible amplitude dans un court intervalle de temps par l'installation d'un dispositif électronique de discrimination en temps;

— Méthode d'équivalence plus correcte pour les petits angles;

— Amélioration de la stabilité.

Résultats. — Les résultats expérimentaux sont indiqués sur la figure. Les incertitudes angulaires ont été déterminées à partir de la géométrie du système et sont supérieures aux incertitudes angulaires effectives.



Discussion. — On compare les résultats expérimentaux à une courbe théorique donnant la valeur en fonction de l'angle de diffusion de la somme des effets Thomson et Rayleigh. Jusqu'ici, suivant d'autres expérimen-

tateurs, la courbe de comparaison était calculée à partir du facteur de structure, dont la validité, dans ces conditions, n'est plus assurée ([2]). Dans cette Note, nous comparons les valeurs expérimentales à une courbe déduite d'une formule semi-empirique, issue de calculs plus complets de l'effet Rayleigh ([3]) (courbe en trait plein). Cette courbe a été calculée pour 1,305 MeV au lieu de 1,332 MeV dans le cas de nos expériences. Néanmoins cette courbe est certainement plus valable que la précédente.

Les différences importantes, qu'on notait avec la première courbe théorique, et qu'on pouvait attribuer à la contribution de la diffusion par le champ coulombien du noyau, ne sont plus significatives, si l'on fait la comparaison avec la deuxième courbe. Dans les conditions d'énergie et d'angle dans lesquelles nous nous sommes placés, il est difficile de conclure à l'existence de cet effet.

([1]) L. GOLDZAHL et PH. EBERHARD, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 965; PH. EBERHARD et L. GOLDZAHL, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2304; L. GOLDZAHL, PH. EBERHARD, E. HARA et J. MEY, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 484; H. EBERHARD, L. GOLDZAHL, E. HARA et E. ALEXANDRE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1862; L. GOLDZAHL et H. EBERHARD, *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 33; PH. EBERHARD, L. GOLDZAHL, E. HARA et J. MEY, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 573.

([2]) J. S. LEVINGER, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 656.

([3]) G. E. BROWN, communication privée.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE MAGNÉTIQUE. — *Transitions par irradiation indirecte*. Note (*) de MM. **JEAN HUE** et **JOSEPH SEIDEN**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans une expérience récente de résonance nucléaire magnétique, Hahn et Kaplan ([1]) induisent des transitions entre les niveaux Zeeman d'un spin A par interaction indirecte. Un spin B, voisin de A dans le cristal, irradié par un champ radio-fréquence, H_1, résonne à la fréquence ω_B; on constate une modification importante de la résonance de A pour une valeur déterminée de l'amplitude $\hat{H}_1$ du champ de radiofréquence.

Dans cette Note on donne une théorie simple qui permet de retrouver, en particulier, les principaux résultats ci-dessus. En toute rigueur cette théorie ne s'applique qu'à des cristaux ioniques (Cl Na).

1. Le mouvement de B est traité classiquement à l'aide du modèle vectoriel ([2]). Si l'on nomme H_0 le champ directeur, ω la fréquence du champ de radiofréquence, θ l'angle de H_0 avec le champ efficace, a la fréquence de nutation de B, γ_B son rapport gyromagnétique, on a

$$\cos\theta = \frac{\omega - \omega_B}{a}, \qquad \sin\theta = \frac{\omega_1}{a}, \qquad a = -\sqrt{\left(H_0 - \frac{\omega}{\gamma_B}\right)^2 + \omega_1^2}\,\frac{\gamma_B}{|\gamma_B|}, \qquad \omega_1 = -\gamma_B \hat{H}_1.$$

De plus, pour décrire les « conditions initiales » de I_B nous introduisons Ψ, « angle » du spin avec Oz, u avec OZ, λ avec OX. (Oz axe fixe; OZ axe mobile faisant l'angle θ avec Oz, OX axe dans un plan perpendiculaire à OZ).

On a alors dans les axes fixes (et pour un des six voisins Bj de A (spin 3/2).

$$(1.1)\quad \begin{cases} I_{xB} = \dfrac{\sqrt{15}}{2}[-\cos\theta\cos\omega t\sin u\cos(at+\lambda) \\ \qquad\qquad + \sin\omega t\sin u\sin(at+\lambda) + \sin\theta\cos\omega t\cos u], \\ I_{yB} = \dfrac{\sqrt{15}}{2}[-\cos\theta\sin\omega t\sin u\cos(at+\lambda) \\ \qquad\qquad - \cos\omega t\sin u\sin(at+\lambda) + \sin\theta\sin\omega t\cos u], \\ I_{zB} = \dfrac{\sqrt{15}}{2}[\sin\theta\sin u\cos(\omega t+\lambda) + \cos\theta\cos u]. \end{cases}$$

A la résonance ces équations s'écrivent (on a fait apparaître les composantes $I_{\pm B}$) :

$$(1.2)\quad \begin{cases} I_{+B} = \dfrac{\sqrt{15}}{2}e^{i\omega_B t}\left[\cos u - \dfrac{\sin u}{2}(e^{i(at+\lambda)} - e^{-i(at+\lambda)})\right], \\ I_{-B} = \dfrac{\sqrt{15}}{2}e^{-i\omega_B t}\left[\cos u + \dfrac{\sin u}{2}(e^{i(at+\lambda)} - e^{-i(at+\lambda)})\right], \\ I_{zB} = \dfrac{\sqrt{15}}{4}\sin u[e^{i(at+\lambda)} + e^{-i(at+\lambda)}]. \end{cases}$$

2. L'hamiltonien du spin A s'écrit

$$(2.1)\qquad \mathcal{H}_A = \mathcal{H}_z + \mathcal{H}_p$$

où $\mathcal{H}_z = -\gamma_A \hbar . \vec{I}_A . \vec{H}_0$ est l'hamiltonien Zeeman;

$$(2.1')\qquad \mathcal{H}_p = \sum_j \frac{\gamma_A\gamma_{B_j}\hbar^2}{r^3_{AB_j}}\left[\vec{I}_A\vec{I}_{B_j} - \frac{3(\vec{I}_A\vec{r}_{AB_j})(\vec{I}_{B_j}\vec{r}_{AB_j})}{r^2_{AB_j}}\right]$$

est le couplage dipole-dipole considéré comme une perturbation de $\mathcal{H}_z$. Les $I_{\pm A}$, I_{zA} qui apparaissent dans les $\mathcal{H}_p$ sont les opérateurs habituels : $I_{\pm B_j}$, I_{zB_j} sont des expressions du type de (1.2).

On écrira

$$\mathcal{H}_p = \sum_j \frac{\gamma_A.\gamma_B\hbar^2}{r^3}(\alpha_j I_{+A} + \beta_j I_{-A} + \gamma_j I_{zA}),$$

avec

$$\alpha_j = -\frac{1}{4}[I_{-B_j}(1-3\cos^2\vartheta_j) + 3I_{zB_j}\sin 2\vartheta_j\, e^{-i\varphi_j} + 3I_{+B_j}\sin^2\vartheta_j\, e^{-2i\varphi_j}],$$

$$\beta_j = -\frac{1}{4}[I_{+B_j}(1-3\cos^2\vartheta_j) + 3I_{zB_j}\sin 2\vartheta_j\, e^{+i\varphi_j} + 3I_{-B_j}\sin^2\vartheta_j\, e^{2i\varphi_j}],$$

$$\gamma_j = \left[I_{zB_j}(1-3\cos^2\vartheta_j) - \frac{3}{4}\sin 2\vartheta_j(I_{+B_j}e^{-i\varphi_j} + I_{-B_j}e^{i\varphi_j})\right],$$

où r, ϑ_j, φ_j, sont les coordonnées polaires de B_j.

Un calcul du premier ordre par la méthode des perturbations dépendantes du temps conduit à l'expression suivante des coefficients c_s :

$$c_{m+1}=\sum_j \frac{i\gamma_A\gamma_B\hbar}{4r^3}k_1[a_j(\mathrm{I}_{-\mathrm{B}_j})+b_j(\mathrm{I}_{+\mathrm{B}_j})+c_j(\mathrm{I}_{z\mathrm{B}_j})],$$

$$c_{m-1}=\sum_j \frac{i\gamma_A\gamma_B\hbar}{4r^3}k_2(a_j\mathrm{I}'_{-j}+b_j^*\mathrm{I}'_{-j}+c_j^*\mathrm{I}'_{zj}),$$

avec

$$k_1=k_2=[(\mathrm{I}-m)(\mathrm{I}+m+1)]^{\frac{1}{2}}$$

et

$$(2.3)\quad\left\{\begin{aligned}
(\mathrm{I}_{+\mathrm{B}_j})&=\frac{\sqrt{15}}{2}\Bigg\{\frac{\cos u_j}{i(\omega_A+\omega_B)}[e^{i(\omega_A+\omega_B)t}-1]\\
&\qquad-\frac{\sin u_j}{2}\left[e^{i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A+\omega_B+a)t}-1}{i(\omega_A+\omega_B+a)}-e^{-i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A+\omega_B-a)t}-1}{i(\omega_A+\omega_B-a)}\right]\Bigg\},\\
(\mathrm{I}_{-\mathrm{B}_j})&=\frac{\sqrt{15}}{2}\Bigg\{\frac{\cos u_j}{i(\omega_A-\omega_B)}[e^{i(\omega_A-\omega_B)t}-1]\\
&\qquad+\frac{\sin u_j}{2}\left[e^{i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A+a-\omega_B)t}-1}{i(\omega_A+a-\omega_B)}-e^{-i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A-a-\omega_B)t}-1}{i(\omega_A-a-\omega)}\right]\Bigg\},\\
(\mathrm{I}_{z\mathrm{B}_j})&=\frac{\sin u_j\sqrt{15}}{4}\left(e^{i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A+a)t}-1}{i(\omega_A+a)}+e^{-i\lambda_j}\frac{e^{i(\omega_A-a)t}-1}{i(\omega_A-a)}\right);
\end{aligned}\right.$$

$$a_j=(1-3\cos^2\nu_j),\qquad b_j=3\sin^2\nu_j e^{-2i\varphi_j},\qquad c_j=3\sin 2\nu_j e^{-i\varphi_j}.$$

$$\mathrm{I}'_-=(\mathrm{I}_+)^*,\qquad \mathrm{I}'_+=(\mathrm{I}_-)^*,\qquad \mathrm{I}'_z=(\mathrm{I}_z)^*.$$

On voit sur ces formules que la composante $\mathrm{I}_{z\mathrm{B}}\mathrm{I}'_{\pm\mathrm{A}}$ de l'interaction résonne pour $\omega_A+a=0$ soit $\omega_A=\gamma_B\hat{\mathrm{H}}_1$, qui est bien la condition trouvée expérimentalement.

La probabilité de transition est

$$\mathrm{W}_{m+1\leftarrow m}=\frac{\gamma_A^2\gamma_B^2\hbar^2}{16r^6}\left|\frac{e^{i(\omega_A+a)t}-1}{2i(\omega_A+a)}\right|^2\left|\sum_j c_j\sin u_j e^{i\lambda_j}\right|^2\frac{15k_1^2}{4}.$$

On voit immédiatement que l'on a $\mathrm{W}_{m+1\leftarrow m}=\mathrm{W}_{m+1\rightarrow m}$.

Pour terminer le calcul on doit effectuer différentes moyennes :

1° sur les conditions initiales qui interviennent par $\sin u_j.e^{i\lambda_j}$;

2° pour obtenir une probabilité par unité de temps on suppose l'existence d'un spectre de fréquences de résonance pour les spins A, soit $f(\omega)d\omega$ le nombre de noyaux résonnant à la fréquence ω, en définitive on trouve :

$$\mathrm{W}_{m+1\leftarrow m}=\mathrm{W}_{m+1\rightarrow m}=\left[\frac{45\pi}{128}(3-2m)(5+2m)\frac{\gamma_A^2\gamma_B^2\hbar^2}{r^6}f(\omega_A)\sum_k\sin^2 2\omega_k\right]t$$

(ω_k = angles de H_0 avec les trois axes du cristal) ($k=1, 2, 3$).

L'effet dépend donc de l'orientation de H_0, par exemple il doit s'annuler si ce champ est parallèle à l'un de ces axes.

3. Hahn et Kaplan pensent que les transitions dont on vient de calculer les

probabilités sont de nature à ramener les noyaux à l'équilibre avec le thermostat (transitions de relaxation). Il est possible que l'irradiation de B puisse modifier légèrement la relaxation de A, mais les transitions examinées précédemment sont provoquées indirectement par un champ de radiofréquence, elles tendent donc à égaliser les populations des niveaux de A $(W_{m+1 \succ m} = W_{m+1 \succ m})$ et non à les ramener à leurs valeurs d'équilibre de Boltzmann. L'expérience réalisée portait sur un cristal de ClO_3Na, les noyaux se relaxent par l'intermédiaire de leur assez fort couplage quadrupolaire avec le réseau et par conséquent il semble difficile de saturer le signal du chlore par irradiation du Na (on ne dispose pas de l'amplitude de H_1 liée par la condition de résonance $\omega_A = \gamma_B \hat{H}_1$). Il serait intéressant de reprendre l'expérience sur des corps tels que le ClNa où le couplage quadrupolaire de A est plus faible et où la situation serait donc plus favorable à l'observation de cette particularité.

(*) Séance du 8 avril 1957.

([1]) *Bulletin de A. P. S.*, 27 décembre 1956.

([2]) Rabi, Schwinger et Ramsay, *Rew. Modern. Phys.*, 26, avril 1954, p. 167.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de très faibles teneurs en atomes étrangers sur la structure de l'interface fer-protoxyde de fer.* Note (*) de M. **Raymond Sifferlen** et Mme **Claude Bourelier**, présentée par M. Georges Chaudron.

Si l'on oxyde un fer pur industriel, de l' « Armco » par exemple, l'interface métal-oxyde devient brusquement irrégulier après quelques heures d'oxydation ([1]), ([2]) et l'on observe une ségrégation des impuretés, à la fois dans la zone superficielle du métal et dans celle de l'oxyde.

C'est ce phénomène que nous avons étudié sur des échantillons de fer de différentes puretés et, pour cela, ils étaient recuits dans l'hydrogène pur à 880° après laminage. Ils avaient subi la même préparation de surface par polissage électrolytique, puis ils étaient oxydés à 850° C dans un mélange hydrogène-vapeur d'eau, tel que $p_{H_2O}/p_{H_2} = 5{,}05$.

Nous avons tout d'abord étudié l'interface donné par le fer électrolytique préparé au laboratoire de Vitry ([3]). Celui-ci contient essentiellement comme impureté métallique 0,007 % de nickel, et comme impureté métalloïdique des teneurs en carbone et en oxygène comprises entre 0,002 et 0,005 %.

Sur une coupe transversale de la plaquette oxydée, on observe au microscope optique un interface curviligne dont l'amplitude des irrégularités est de l'ordre de 20 μ après 3 h d'oxydation (*fig.* 1, G = 600).

Si l'on examine cet interface au microscope électronique au moyen de

la technique de la double empreinte aluminium-carbone, on peut observer, après 1 h comme après 3 h d'oxydation, une zone superficielle d'épaisseur

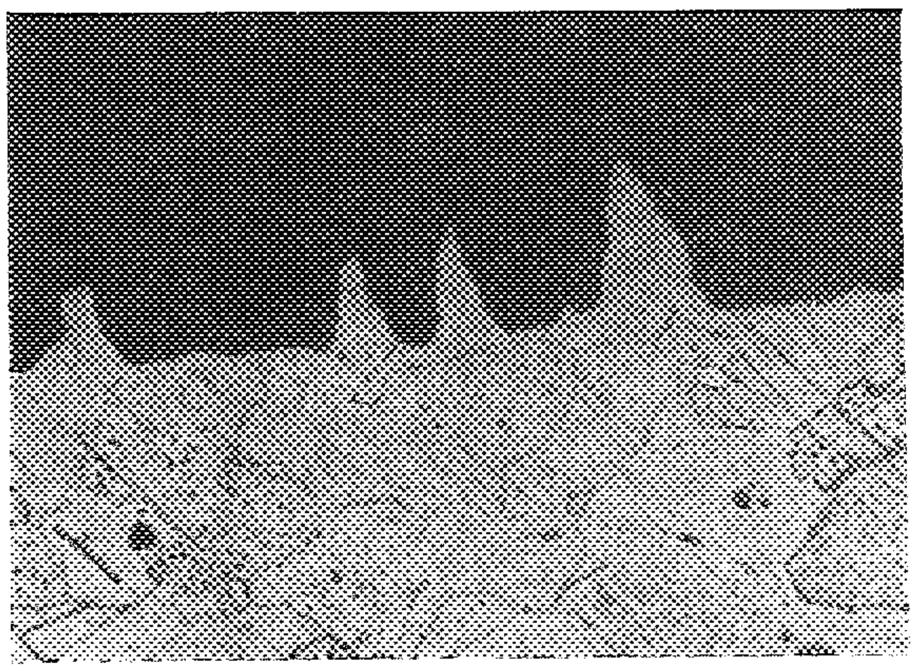


Fig. 1. — (G = 600). Interface métal-oxyde sur le fer électrolytique recuit à 880°. Durée d'oxydation : 3 h.

inférieure à 1 μ dans laquelle il apparaît une cristallisation extrêmement confuse (*fig.* 2, après 3 h d'oxydation, G = 20 000).

Si maintenant on fait subir à ce fer électrolytique un recuit supplémentaire de 24 h à 1200°, on effectue de ce fait une nouvelle purification en impureté métalloïdique. On observe alors que l'interface présente

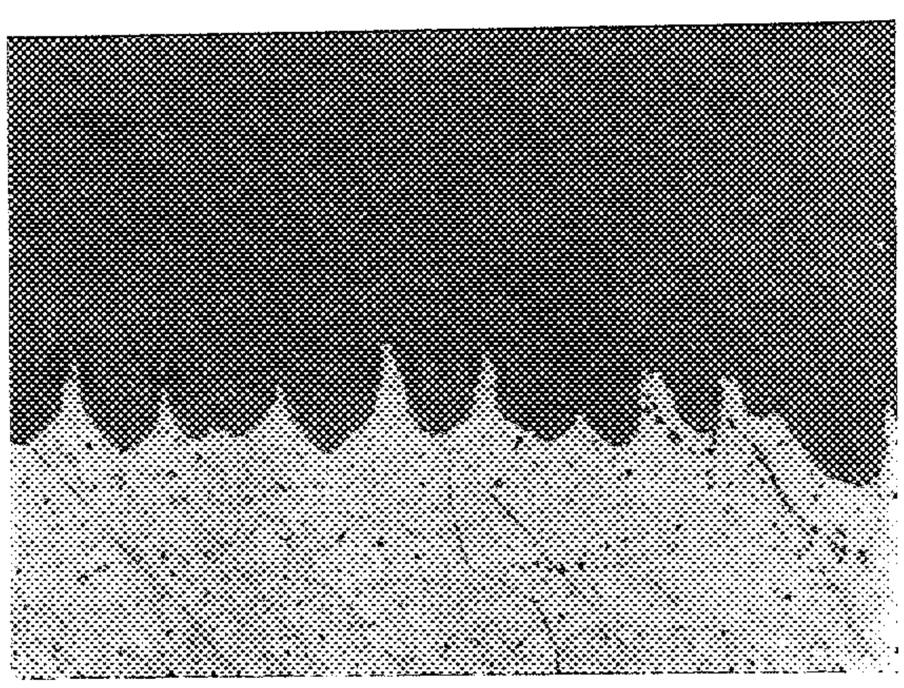


Fig. 2.

toujours un aspect curviligne, mais l'amplitude des irrégularités est plus faible que précédemment, de l'ordre de 10 μ environ. D'autre part, la zone de cristallisation confuse apparaît au bout de 1 h, mais elle disparaît après 3 h d'oxydation.

Enfin, nous avons utilisé dans nos expériences un fer de plus grande pureté, obtenu au laboratoire de Vitry par la méthode de la zone fondue ([4]).

Ce fer contient beaucoup moins de nickel par exemple, soit 0,004 % au lieu de 0,007 % et a une teneur quasi nulle en oxygène.

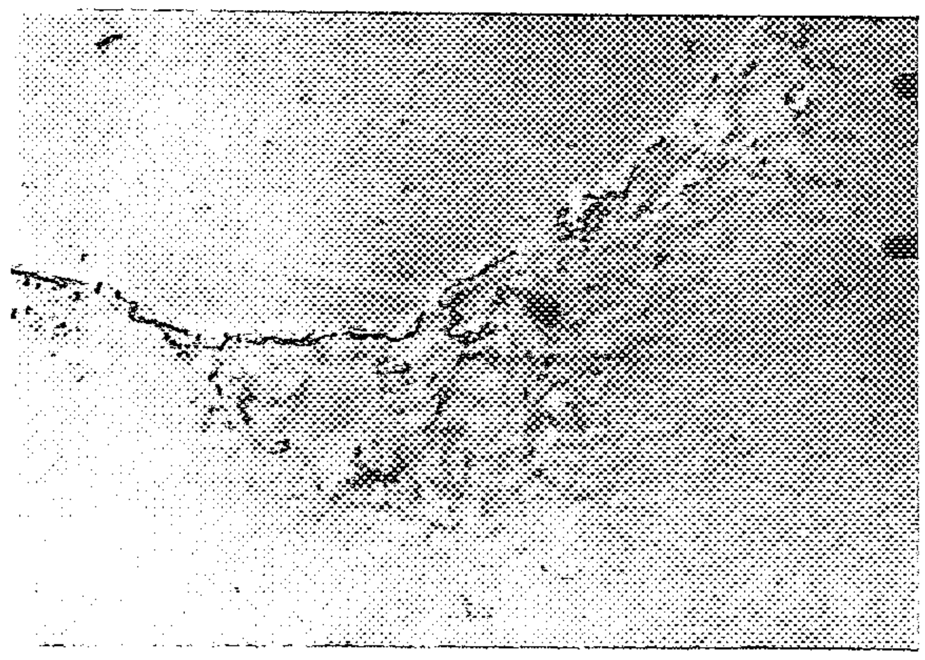


Fig. 3. — (G = 600). Interface métal-oxyde sur le fer électrolytique recuit à 1200°. Durée d'oxydation : 3 h.

On observe alors les faits suivants : l'interface métal-oxyde est parfaitement linéaire à l'examen au microscope optique; cependant, au microscope électronique, au bout de 3 h d'oxydation, on retrouve l'aspect curviligne, mais alors l'amplitude des anomalies est à l'échelle du micron (*fig.* 4, G = 15 000). On peut donc dire que ce phénomène est

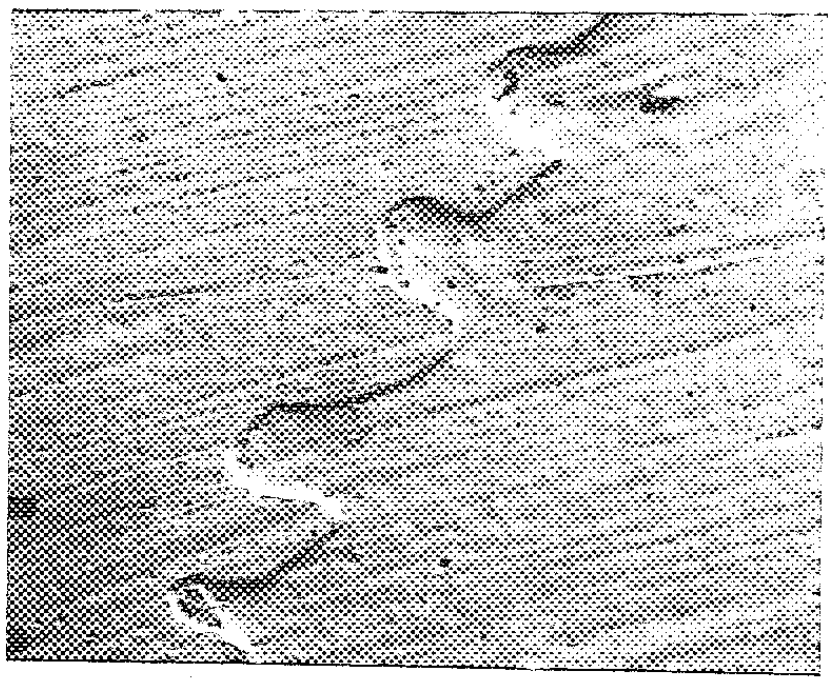


Fig. 4.

général, mais que son amplitude dépend de la pureté du métal. On retrouve également sur ce métal très pur la zone de cristallisation confuse, mais celle-ci est alors très mince et son épaisseur est inférieure à 0,2 μ (*fig.* 5, pour 1 h d'oxydation, G = 20 000).

Il semble donc démontré que les irrégularités de l'interface sont corré-

latives d'une ségrégation des atomes étrangers et des imperfections du réseau au voisinage de l'interface.

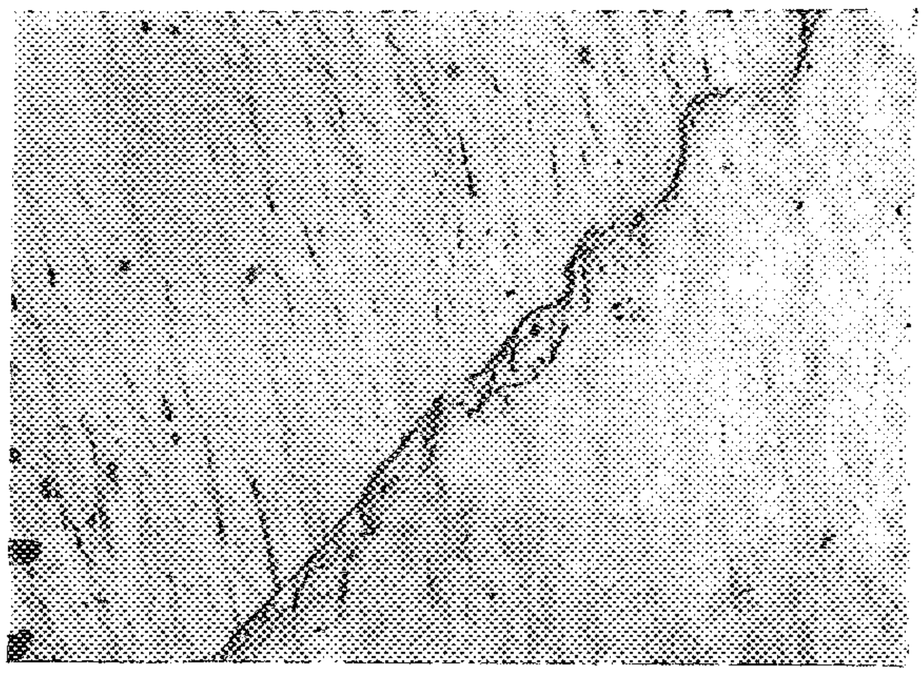


Fig. 5.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) R. COLLONGUES, R. SIFFERLEN et GEORGES CHAUDRON, *Rev. Met.*, 50, 1953, p. 727.

(2) R. SIFFERLEN et R. COLLONGUES, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2167.

(3) J. TALBOT, PH. ALBERT, M. CARON et G. CHAUDRON, *Rev. Mét.*, 50, 1953, p. 817.

(4) J. TALBOT, PH. ALBERT, M. CARON et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1577.

(*Laboratoire du Centre National de la Recherche Scientifique, Vitry, Seine.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la corrosion intergranulaire par l'acide chlorhydrique de l'aluminium purifié par la méthode de la « zone fondue »*. Note (*) de M. FRÉDÉRIC MONTARIOL, présentée par M. Georges Chaudron.

Lors d'une étude préliminaire (1), nous avons déjà indiqué le comportement particulier de l'aluminium préparé par la méthode de la « zone fondue » vis-à-vis de la corrosion par l'acide chlorhydrique. Lorsque ce métal est poli électrolytiquement, les faces cristallines résistent particulièrement bien à l'attaque, tandis qu'on observe la dissolution des joints entre les cristaux comme dans le cas de l'aluminium raffiné (2), (3).

Dans cette Note, nous avons étudié le processus de corrosion dans une solution à 22 % d'acide chlorhydrique pur lorsque le métal a subi différents traitements thermiques :

a. L'échantillon d'aluminium de zone fondue est recuit à 600° et il est refroidi lentement. Dans ce cas, les joints intergranulaires sont seulement marqués par des sillons de faible profondeur; la fissuration n'apparaît que partiellement (*fig.* 1). Celle-ci ne se développe que très lentement après 20 jours d'attaque et elle ne devient notable qu'après 100 jours d'attaque. On notera que les faces cristallines ont conservé l'éclat du poli électrolytique

initial même après 80 jours d'immersion, tandis que dans les mêmes conditions, celles de l'aluminium raffiné le plus pur se trouvent ternies par un fin gravage.

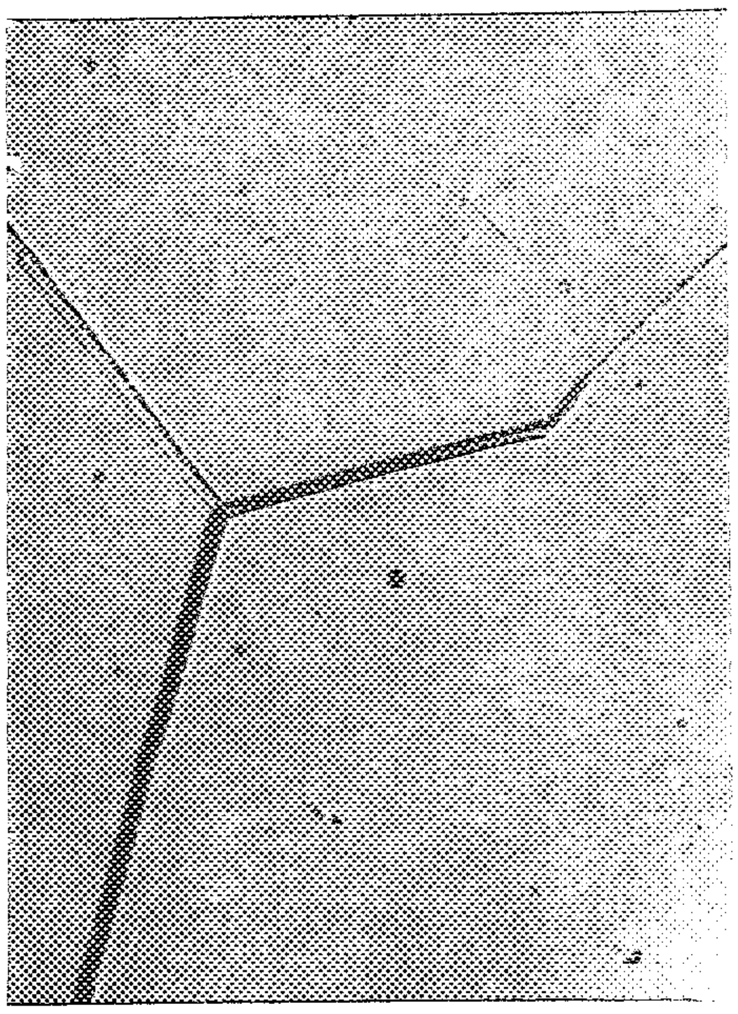


Fig. 1. — Échantillon d'aluminium purifié par zone fondue. Immersion 20 jours dans ClH pur (G = 165).

b. L'échantillon d'aluminium de zone fondue est soumis à une trempe à l'eau à la fin du recuit à 600°. On observe que les joints de grains sont



Fig. 2. — Aluminium purifié par zone fondue, échantillon soumis à une trempe à l'eau. Immersion 80 jours dans ClH pur (G = 45).

attaqués plus rapidement dans ce cas et l'on constate une corrosion profonde sur toute l'épaisseur de l'échantillon après une durée de l'attaque de 20 jours, la plaque ayant une épaisseur de 1 mm. On peut également observer un élargissement notable du fossé intergranulaire (*fig.* 2).

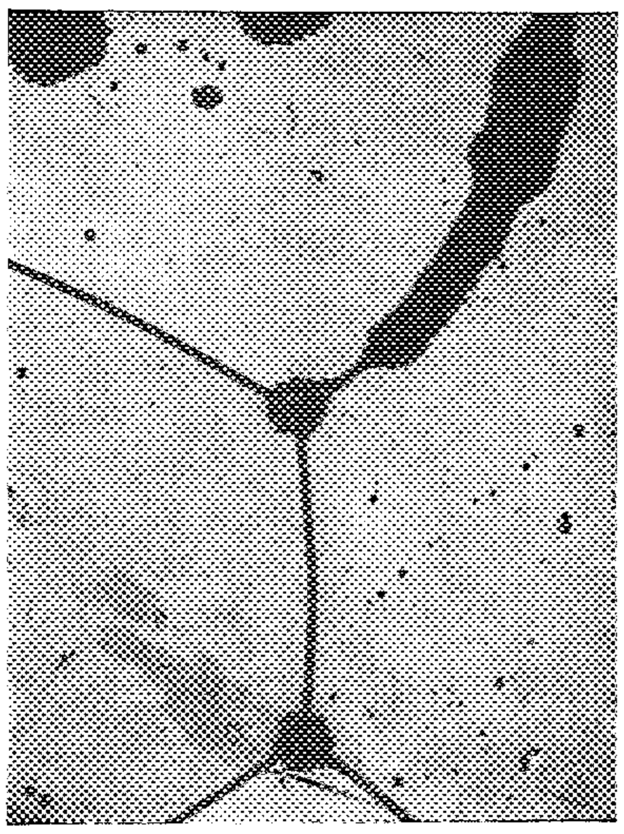


Fig. 3. — Aluminium purifié par zone fondue. Immersion 50 jours dans ClH additionné de 30 % d'alcool (G = 90).

La présence d'alcool dans le réactif, par son pouvoir mouillant, hâte l'attaque des joints et cela quel que soit le traitement thermique; on observe en particulier des piqûres d'aspect nodulaire (*fig.* 3). La corrosion

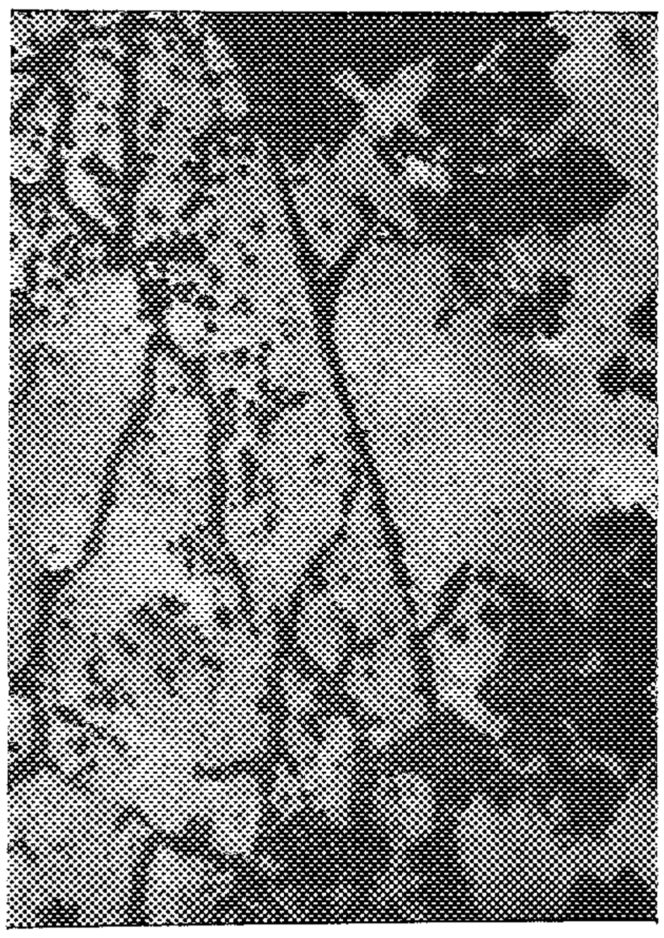


Fig. 4. — Aluminium purifié par zone fondue. Immersion 3 jours dans ClH 10 % additionné de 0,5 p. p. m. de cuivre (G = 140).

anodique donne naissance à des figures géométriques exceptionnellement régulières par suite de la perfection du métal. Le réactif à l'eau régale fluorée fait apparaître des figures très rares et de très grandes dimensions.

Nous avons voulu également observer les effets d'une trace de cuivre ou de fer [par exemple par une addition de l'ordre de 0,5 parties par million (p.p.m.) à la solution chlorhydrique]. On constate dans tous les cas que l'on accélère considérablement la corrosion sur les joints intergranulaires et sur les contours de polygonisation (*fig.* 4), mais on provoque aussi un gravage des surfaces cristallines. On peut supposer que les métaux (cuivre et fer) se déposent sur les parties du métal plus réactives par suite de leurs imperfections et créent ainsi des piles locales qui amorcent et activent l'attaque.

En conclusion, nous avons montré que le métal de zone fondue de titre voisin de 99,999 % apparaît avec des propriétés particulières qui le distinguent nettement de l'aluminium raffiné, même lorsque ce métal a un titre supérieur à 99,994 % (4).

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) F. MONTARIOL, *C. R. Congrès Aluminium*, Paris, 1954, 2, p. 23.

(2) P. LACOMBE et N. YANNAQUIS, *Métaux Corrosion*, 22, 1947, p. 35 et *Rev. Métallurg.*, 45, 1948, p. 68.

(3) P. BUSSY, *Thèse*, Paris, 1954 et *Pub. sc. tech. Minis. Air*, n° 325, 1957.

(4) P. ALBERT, F. MONTARIOL et M. CARON, *C. R. Congrès Aluminium*, Paris, 1954, 2, p. 2.

(*Laboratoire du Centre National de la Recherche Scientifique, Vitry, Seine.*)

CHIMIE THÉORIQUE. — *Sur l'étude du naphtalène par la méthode du champ moléculaire self-consistant.* Note de M. STEIN KOLBOE et Mme ALBERTE PULLMAN, présentée par M. Louis de Broglie.

La molécule du naphtalène a fait l'objet, ces dernières années, de nombreuses études théoriques par différentes méthodes comprenant toujours un certain nombre d'éléments empiriques ou simplificateurs (1). Les résultats obtenus paraissant souvent très sensibles aux approximations choisies, nous avons décidé de faire un calcul *rigoureux* de cette molécule par la méthode du champ moléculaire self-consistant de Roothaan (2).

Le naphtalène étant la première molécule polycyclique à être calculée par cette méthode, le travail présentait en outre un intérêt dépassant celui de l'étude d'une substance particulière.

Les résultats essentiels de ce calcul sont les suivants :

1° Les charges électriques obtenues sont pratiquement unitaires sur tous les carbones. Ce résultat est à comparer à ceux relatifs au buta-

diène ([3]) et au parabenzo-quinodiméthane ([4]), seuls hydrocarbures alternants étudiés par cette méthode. Dans le premier, on avait une dissymétrie complète des charges avec afflux électronique sur les carbones secondaires. Dans le second, le même phénomène se produisait sur la liaison semi-cyclique, mais les carbones secondaires du cycle avaient une charge pratiquement unitaire. Ici, l'effet de cycle est visiblement suffisant pour contre-balancer l'effet habituel ([5]) de drainage des charges par les carbones tertiaires. Si ce résultat se retrouvait dans les hydrocarbures polybenzéniques plus volumineux, ce qui paraît probable, il confirmerait la validité de la loi de la méthode LCAO classique disant que les molécules alternantes ont des charges unitaires ([6]), avec la restriction toutefois qu'il s'agisse de molécules cycliques ou polycycliques sans liaisons extra-cycliques.

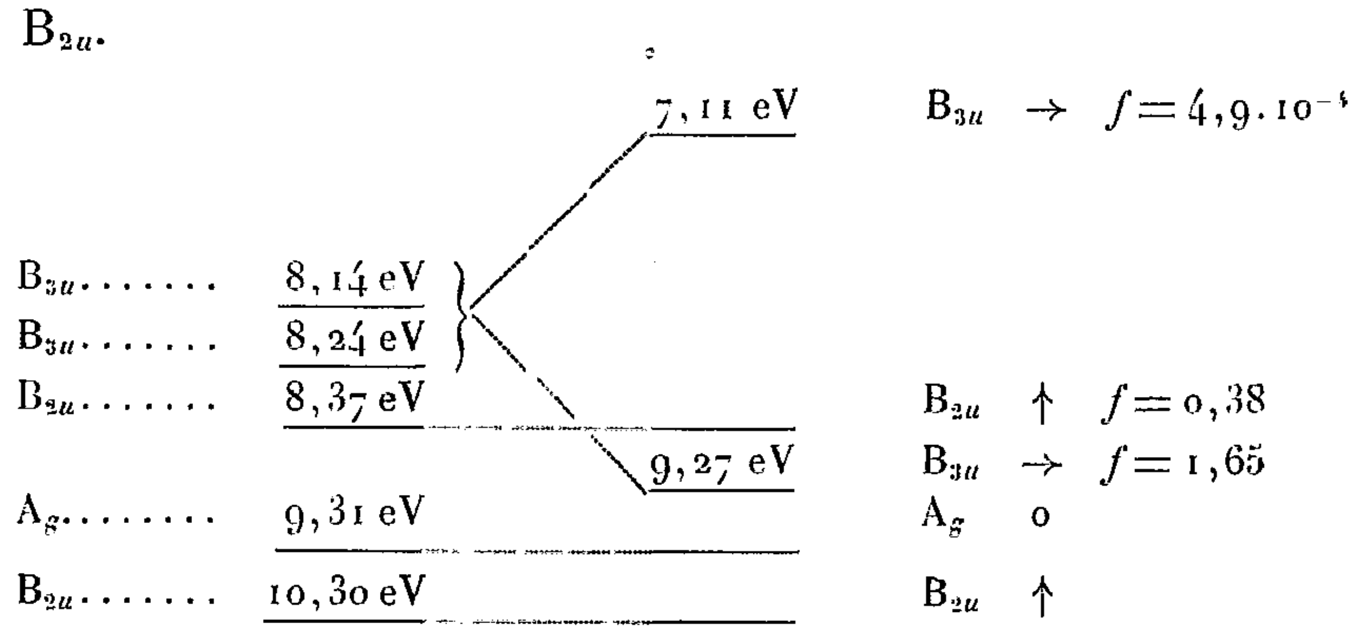
Ce résultat est également en faveur de la méthode semi-empirique de J. A. Pople ([7]) avec la même restriction que précédemment.

2° Les valeurs des indices de liaison obtenues sont :

$$p_{1,2} = 0,868; \quad p_{2,3} = 0,413; \quad p_{1,9} = 0,395; \quad p_{9,10} = 0,729.$$

Elles traduisent le caractère très double de la liaison centrale ainsi que celui de la liaison α, β, ce qui est en accord avec les valeurs des distances expérimentales ([8]). Toutefois les distances calculées à partir de ces données pour les liaisons 2-3 et 1-9 sont trop grandes.

3° Les deux premières configurations excitées construites sur les orbitales self-consistantes sont presque dégénérées, comme le montre l'examen de la partie gauche du tableau. Il est donc pratiquement impossible de rendre compte du spectre du naphtalène sans tenir compte au moins de l'interaction de ces deux configurations. Le calcul a été fait, et le terme d'interaction est suffisant pour lever la quasi-dégénérescence des deux premiers niveaux de manière à les faire passer de part et d'autre du premier niveau B_{2u}.



Le schéma des niveaux moléculaires après cette modification est reproduit dans la partie droite du tableau, avec les directions de

polarisation et les intensités calculées des transitions correspondantes. Comme il est bien connu (9), les résultats de la méthode self-consistante relatifs aux grandeurs des transitions sont toujours trop grands; mais en ce qui concerne l'ordre, la polarisation et l'intensité des transitions, les résultats obtenus sont extrêmement satisfaisants (10).

Une discussion détaillée de l'ensemble de ces résultats sera donnée au *Journal de Chimie Physique*.

(1) *Voir* pour les plus récentes études, J. Jacobs, *Proc. Phys. Soc.*, 62, 1949, p. 710; M. J. S. Dewar et H. C. Longuet-Higgins, *Proc. Phys. Soc.*, A, 67, 1954, p. 795; R. Pariser, *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 250; J. A. Pople, *Proc. Phys. Soc.*, A, 68, 1955, p. 81; C. M. Moser, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 24; R. Lefebvre et C. M. Moser, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 1557, 2734.

(2) C. C. J. Roothaan, *Rev. Mod. Phys.*, 23, 1951, p. 68.

(3) R. G. Parr et R. S. Mulliken, *J. Chem. Phys.*, 18, 1950, p. 1338 (les charges sont données dans A. Pullman, *J. Chim. Phys.*, 51, 1954, p. 188).

(4) I. Tanaka, *J. Chem. Soc. Japan*, 75, 1954, p. 100.

(5) A. Julg et B. Pullman, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 481.

(6) C. A. Coulson et G. S. Rushbrooke, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 36, 1940, p. 193.

(7) *Trans. Far. Soc.*, 59, 1953, p. 1375.

(8) Cruikshank et R. Robertson, *Acta Cryst.*, 6, 1953, p. 698.

(9) *Cf.* par exemple W. Moffitt, *Proc. Roy. Soc.*, A, 210, 1951, p. 224.

(10) H. B. Klevens et. J. R. Platt, *J. Chem. Phys.*, 17, 1949, p. 470; D. S. Mac Clure, *J. Chem. Phys.*, 22, 1954, p. 1668.

GÉOLOGIE. — *Sur la stratigraphie de l'autochtone au Timor portugais.* Note de MM. Robert Gageonnet et Marcel Lemoine, présentée par M. Paul Fallot.

Permien, Trias et Jurassique (Lias) marins, épais de plus de 4 000 m, avec faciès flysch ou calcaires pélagiques à Céphalopodes. Lacune probable du Crétacé. Série à radiolarites de l'Éocène. « Néo-autochtone » postérieur aux charriages, d'âge néogène et quaternaire (marnes, sables, conglomérats). Récifs quaternaires soulevés.

Timor, la plus étendue et la plus méridionale des petites îles de la Sonde, est célèbre, notamment, pour son Permien marin fossilifère et pour sa structure de type « alpin ». La partie portugaise (moitié est de l'île, et enclave d'Oe Cusse dans la moitié ouest), moins bien connue que la partie indonésienne, a fait l'objet de peu de publications, dont les plus récentes sont celles de H. Grunau (1) (moitié est du Timor portugais) et un important article de J. Wanner (2) sur les résultats stratigraphiques de l'expédition de F. Weber en 1910. Une mission de six mois pour le compte du gouvernement portugais, qui a bien voulu nous autoriser à en publier les résultats scientifiques, nous a permis, après avoir parcouru l'ensemble

du territoire portugais de Timor, de confirmer et compléter les résultats de ces travaux.

L'élément tectonique le plus profond, qui représente très probablement l'autochtone (ou parautochtone), supporte des éléments exotiques dont l'ensemble constitue le *complexe charrié* (¹). Enfin, postérieurement aux charriages, des sédiments marins d'âge néogène ou quaternaire se sont déposés indifféremment sur l'autochtone et le complexe charrié (*néo-autochtone*).

L'analyse stratigraphique de l'autochtone est rendue difficile par sa tectonique complexe. Dans l'état actuel de nos connaissances, on peut y distinguer les éléments suivants :

1. *Permien.* — Il comprend (anticlinal de Cribas) (¹) 100 m de grès azoïques suivis de 500 m de schistes noirs (rarement rouges) avec jaspes et calcaires fossilifères (Radiolaires, Brachiopodes, Ammonites, Trilobites, etc.).

2. *Permien supérieur ou Trias inférieur non datés.* — Près de Cribas, entre le Permien daté et le Trias moyen ou supérieur daté, se placent 500 m environ de schistes noirs ou rouges, à mauvaises empreintes de lamellibranches. Faute de documents paléontologiques, le problème de l'absence ou de la présence du Trias inférieur dans l'autochtone n'est actuellement pas résolu.

3. *Trias et Jurassique.* — L'essentiel de l'autochtone, occupant une très grande surface, est une puissante formation (3 000 à 4 000 m au moins) où s'associent *faciès flysch* (schistes argileux, marnes et grès) et *faciès calcaires à Radiolaires* (¹) (avec *Halobia*, *Monotis*, *Daonella* et formes analogues, et, plus rarement, Ammonites). Ces calcaires peuvent former des épisodes peu épais au sein du flysch ou bien constituer une série d'alternances calcaires-marnes, épaisse de plusieurs centaines de mètres, dont la position par rapport au flysch est difficile à apprécier, du moins dans la moitié est du Timor portugais (¹). Dans la moitié ouest, la subdivision suivante nous paraît pouvoir être retenue : *a. Flysch inférieur* (1000 m au moins); *b. Formation calcaréo-marneuse médiane* (800 m au moins dans la région d'Ainaro, où se développent des intercalations calcaréo-dolomitiques), qui contient des Ammonites du *Norien* (environs d'Ainaro et, bien plus à l'Est, Aliambata), et dont la partie supérieure appartient au *Lias* (*Arnioceras* près d'Ainaro, déterminé par R. Trümpy); *c. Flysch supérieur* (2 000 m au moins), probablement liasique et jurassique.

4. *Le Crétacé n'est pas connu* (sauf par sa microfaune remaniée dans l'Éocène) et paraît manquer, à moins qu'il n'existe en partie dans le Flysch supérieur.

5. *Éocène.* — La *série de Bibileu* (¹), développée près de la côte sud (Viqueque, Alas, Same), est surtout constituée de jaspes à radiolaires et

de roches litées siliceuses et silicoalumineuses où la couleur rouge domine (épaisseur : 200 m minimum), avec rares interstratifications de marnes, calcaires et sables. Nos échantillons ont fourni, à côté de Radiolaires et de Nummulites, des microfaunes pélagiques, étudiées par J. Sigal. Les *remaniements*, déjà signalés par H. Grunau ([1]), sont fréquents : on peut y reconnaître des microfaunes indiquant le Paléocène, l'Éocène inférieur ou l'Éocène moyen, soit seules, soit mêlées; en outre, des Foraminifères du Néocrétacé (*Globotruncana*, etc.) peuvent s'y rencontrer, toujours remaniés dans l'Éocène. Il nous paraît ainsi vraisemblable que cette série est uniquement éocène; les raisons pour lesquelles nous considérons qu'elle ne monte pas plus haut dans le Tertiaire seront évoquées plus loin.

Ainsi, les *conditions de sédimentation* qui ont régné, du Permien à l'Éocène, dans la série autochtone, peuvent être qualifiées de « géosynclinales » : faciès flysch et dépôts pélagiques, sédimentation probablement ininterrompue du Permien au Jurassique (sous réserve du problème, non encore résolu, de l'existence du Trias inférieur), très grande épaisseur. Une lacune partielle ou totale du Crétacé est cependant probable.

Contrairement à ce qu'affirme F. Weber ([3]), les nombreux affleurements de *roches éruptives* surtout basiques (diabases, etc.), qui parsèment le domaine occupé par le Flysch autochtone, nous paraissent, comme à H. Grunau ([1]), être surtout des restes du complexe charrié. Certaines ophiolites cependant (serpentines et gabbros) pourraient s'intercaler dans le Flysch autochtone (région de Vemasse sur la côte nord).

6. *Néogène et Quaternaire.* — La *série de Viqueque* ([1]), faiblement plissée, transgressive sur l'autochtone et le complexe charrié, comprend des marnes à foraminifères, des sables et des conglomérats. Les microfaunes contenues dans nos échantillons montrent (J. Sigal) qu'elle s'étend du Miocène supérieur au Pliocène et au Pléistocène.

Dans certaines régions, où la série de Viqueque repose sur celle de Bibileu, elle peut prendre, à sa partie tout à fait inférieure, des faciès analogues, par suite de remaniements, d'ailleurs décelés par la coexistence avec la microfaune néogène de microfaunes remaniées du Crétacé supérieur, du Paléocène et de l'Éocène. C'est probablement à de telles couches que H. Grunau fait allusion quand il admet que la série de Bibileu pourrait monter jusque dans le Néogène ([1]). Mais cette manière de voir ne nous paraît pas pouvoir être retenue, pour les raisons suivantes : *a.* tandis que la série éocène de Bibileu est toujours, comme les formations autochtones plus anciennes, violemment plissée, la série de Viqueque, aussi bien dans ses faciès classiques que dans le cas où elle « mime » les faciès de type « Bibileu » tout en contenant une microfaune néogène, a une allure tectonique beaucoup plus calme et régulière; *b.* jusqu'à présent tout au moins, *la présence d'Éocène supérieur ou d'Oligocène dans l'autochtone*, sous un

faciès « Bibileu » ou autre, *n'a pas été prouvée paléontologiquement* (même sous forme remaniée), et H. Grunau n'y fait pas allusion : selon toute vraisemblance, il y a là une *lacune* stratigraphique, qui nous paraît correspondre à l'importante *phase orogénique*, antérieure au dépôt de la série de Viqueque, au cours de laquelle s'est mis en place le complexe charrié.

Ainsi, après cette orogenèse qui modifie profondément le paysage, règnent pour la série de Viqueque des *conditions de sédimentation* très différentes de celles qui ont prévalu pour les formations autochtones antérieures aux charriages. Il y avait probablement là un ou plusieurs petits bassins peu profonds situés au pied de régions montagneuses soumises à une érosion très active. La superposition et le voisinage de faciès littoraux à Polypiers et Bivalves, riches en conglomérats, et de faciès marneux à foraminifères surtout pélagiques, ainsi que la variation, suivant les points, de l'âge des couches de base, témoignent du caractère progressivement transgressif de la série.

7. *Récifs quaternaires.* — Les sédiments marins les plus récents sont des formations récifales, associées à des marnes, des sables et des conglomérats. Soulevées parfois à plusieurs centaines de mètres, mais à peine gauchies, elles témoignent, ainsi d'ailleurs que d'importantes terrasses d'alluvions anciennes, d'une surrection générale de l'île, qui se poursuit vraisemblablement encore à l'heure actuelle.

(1) *Ecl. Geol. Helv.*, 46, 1953, p. 29-37 (cet article comprend une carte schématique); *Mitt. Naturf. Ges. Bern*, N. F., Bd 13, 1955, p. XII-XVIII.

(2) *Z. d. Deutsch. Geol. Ges.*, Bd 108, 1956, p. 109-140.

(3) F. WEBER *in* UMBGROVE, *Leidsch. Geol. Med.*, D. 7, 1935, p. 119.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les acides aminés libres des tissus de crown-gall cultivés* in vitro. *Mise en évidence d'un acide aminé particulier à ces tissus.* Note (*) de M. CLAUDE LIORET, présentée par M. Roger Heim.

L'analyse chromatographique des acides aminés libres de tissus de *crown-gall* appartenant à plusieurs espèces, montre que ces tissus sont caractérisés par la présence en grande quantité d'un nouvel aminoacide dont l'identification est en cours.

La composition en aminoacides des tumeurs végétales induites par l'*Agrobacterium tumefaciens* n'a pas fait l'objet de nombreuses recherches. Lee (1), étudiant les acides aminés de tissus normaux accoutumés et tumoraux de Vigne, ne trouve aucune différence qualitative entre les trois types de tissus. Il faut remarquer qu'il a analysé des hydrolysats totaux sans fractionnement préalable des acides aminés libres et des acides aminés des protéines. Ce procédé peut avoir l'inconvénient de masquer par un

excès d'aminoacides d'origine protéique, les différences pouvant exister dans la composition en aminoacides libres. Morel ([2]), étudiant les acides aminés libres de tissus de *crown-gall* de Topinambour, a mis en évidence un certain nombre de substances inconnues, notamment plusieurs composés ayant un radical guanidyle.

A la suite de recherches sur le métabolisme de cultures de tissus normaux et tumoraux cultivés *in vitro* ([3]), j'ai été conduit à étudier les acides aminés de ces cultures. Les techniques suivantes ont été employées. Après fixation des tissus par l'alcool à l'ébullition et extraction par l'alcool à 50°, les aminoacides sont retenus sur une colonne de résine cationique (permutite C 50), d'où ils sont ensuite élués par NH_4OH (N), l'éluat est concentré et soumis à la chromatographie sur papier Whatman n° 1, avec le phénol ammoniacal en première dimension, et soit le mélange butanol (1 V), acide acétique (4 V), eau (5 V), soit le mélange collidine (1 V), lutidine (1 V), eau (2 V) en deuxième dimension; les acides aminés sont révélés par la ninhydrine. De plus, le tryptophane, l'histidine, l'arginine et la méthionine ont été mis en évidence par les réactions spécifiques correspondantes : Ehrlich, Pauly, Sakaguchi, réaction à l'iodoplatinate.

Les tissus tumoraux des espèces suivantes ont été ainsi analysés : *Scorzonera hispanica*, *Nicotiona tabacum*, *Helianthus tuberosus* et *Ampelopsis hederacea*, ainsi que des tissus sains de parenchyme vasculaire de Scorsonère. Les résultats obtenus sont consignés dans le tableau ci-joint, qui indique avec une évaluation quantitative grossière, les acides aminés mis en évidence dans ces différents tissus.

Si l'on excepte la présence d'une substance non identifiée (inconnu n° 1) la composition du tissu normal de Scorsonère ne présente pas de différence essentielle avec celles obtenues pour des tissus végétaux variés [*voir* Steward ([4])].

La comparaison des différents tissus tumoraux et du tissu normal permet de souligner les deux points suivants :

1° Les techniques employées ne permettent pas la mise en évidence du tryptophane libre dans les tissus tumoraux. Ce fait confirme les résultats d'Henderson et Bonner ([5]) et s'accorde avec les hypothèses faites sur la conversion rapide de cet acide aminé en acide indole-acétique dont la concentration est très élevée dans les tissus de crown-gall [Kulescha ([6])].

2° Tous les tissus tumoraux étudiés renferment en grande quantité une substance réagissant à la ninhydrine et ne correspondant à aucun aminoacide connu (inconnu n° 2). Ce corps, quoique stable à l'hydrolyse acide, n'existe pas dans les hydrolysats protéiques ou peptidiques des tissus tumoraux. On ne le trouve également ni parmi les acides aminés libres des tissus accoutumés, ni dans les extraits solubles et les hydrolysats protéiques de l'*Agrobacterium tumefaciens*.

Acides aminés libres de différents tissus sains et tumoraux cultivés in vitro.

	Tissus sains de Scorsonère.	Tissus tumoraux de			
		Scorsonère.	Tabac.	Topinambours.	Vigne-vierge.
Acide aspartique	++	++	+	++	+
Acide glutamique	++	++	++	++	++
Serine	+	+	++	+	++
Glycocolle	+	+	++	+	+
Thréonine	+	+	++	+	+
α-alanine	++	++	++	++	++
β-alanine	+	—	+	+	+
Valine	++	++	++	++	++
Leucines	++	++	++	++	++
Lysine	++	+	+	Traces	+
Arginine	+	+	Traces	+	Traces
Proline	++	++	+	++	+
Hydroxyproline	—	—	—	+	—
Tyrosine	+	+	+	—	+
Phénylalanine	+	+	+	+	+
Tryptophane	+	—	—	—	—
Histidine	Traces	Traces	+	+	Traces
Méthionine	—	—	—	—	Traces
Acide γ-aminobutyrique	++	++	+++	+	+++
Asparagine	+++	+	Traces	+	Traces
Glutamine	+	+	+	+	+
Inconnu n° 1	+	+	+	+	+
» n° 2	—	+++	+++	+++	++

Le nombre de signes + est fonction de la surface de la tache et de l'intensité de la coloration.

Cette substance a été isolée par chromatographie soit sur colonne de poudre de cellulose, soit sur papier épais Whatman n° 3 MM, à partir de plusieurs milliers de culture. Après plusieurs cristallisations dans l'alcool aqueux, elle se présente sous forme d'aiguilles incolores fondant à 157-160°, et se décomposant vers 240°. L'analyse élémentaire indique les proportions suivantes : C 42, 00 %, H 8,86 %, N 10,5 %. L'absence de S, de P et d'halogènes a été vérifiée. Elle est stable à l'hydrolyse acide (ClH 6 N, 100° C, 24 h). Il ne s'agit donc ni d'un polypeptide ni d'une amide. En chromatographie sur papier, elle se caractérise par les R_f suivants : 0,62 avec le phénol ammoniacal, 0,10 avec la collidine-lutidine, 0,05 avec le butanol acétique. Elle est très soluble dans l'eau et l'acide trichloracétique, elle est insoluble dans l'éthanol et très peu soluble dans le méthanol. La réaction positive à la ninhydrine indique la présence d'une fonction aminée. Comme elle n'émigre pas par électrophorèse sur papier en présence d'un tampon pH 8,4 au « véronal sodique », elle possède autant de fonctions

basiques que de fonctions acides. Au cours de la réaction avec la ninhydrine, elle ne fournit aucun dégagement de CO_2, il ne s'agit donc pas d'un acide α aminé.

Les tissus de *crown-gall* sont donc capables d'accumuler en grande quantité ce nouvel acide aminé dont la synthèse active apparaît comme un aspect inédit du comportement physiologique déjà si particulier de ces tissus.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *Plant Physiology*, 27, 1952, p. 173.

(2) *Bull. Soc. Franç. Physiol. Vég.*, 2, 1956, p. 75.

(3) *Ann. Biol.*, 31, 1955, p. 185.

(4) *Biochemistry of Nitrogen* (Suomalanen Tiedeakatemia, Helsinki), 1955, p. 321.

(5) *Amer. J. Botan.*, 39, 1952, p. 444.

(6) *Ann. Biol.*, 30, 1954, p. 319.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur la répartition de l'acide ascorbique dans les feuilles de Liliacées à croissance limitée.* Note (*) de M. **Philippe Hagène**, présentée par M. Roger Heim.

Dans les feuilles des Liliacées étudiées, l'acide ascorbique est réparti suivant un ordre qui varie avec les espèces, la région d'insertion et l'état de développement de la feuille, et, dans une moindre mesure peut-être, le stade d'évolution de la plante entière.

Le nombre limité des feuilles, trois à cinq, du *Tulipa Gesneriana* (1) permet l'étude de la répartition de l'acide ascorbique dans l'ensemble du système foliaire (2). Pour l'ensemble des feuilles d'une plante et pour des plantes cultivées de façon identique, la quantité totale d'acide ascorbique a varié entre de très larges limites qui ne présentent pas de corrélation immédiate avec l'état de développement de la plante, entre 3,1 et 10,8 mg, par exemple, pour des plantes à fleur épanouie. Cette quantité absolue d'acide ascorbique n'est pas davantage proportionnelle au poids de la totalité des feuilles de chaque plante.

Le poids des feuilles décroît, sans exception, pour une même plante, de la feuille la plus âgée (feuille 1) (3) à la plus jeune (feuille 3 ou 4), la quantité absolue d'acide ascorbique que renferme chaque feuille décroît, également sans exception, dans le même sens.

Aussi longtemps que la longueur des pièces du périanthe n'atteint pas 44 à 45 mm environ, l'ordre décroissant des teneurs en acide ascorbique pour-cent (4) dans les feuilles, prises dans leur ensemble ou leurs parties, s'établit ainsi : feuille 4, feuille 1, feuille 2, feuille 3 (5). Le seul écart

concerne le tiers supérieur de la feuille 1 que sa teneur constamment plus faible fait classer entre la feuille 2 et la feuille 3.

Lorsque les pièces du périanthe dépassent une longueur de 45 mm environ, dans les trois feuilles les plus anciennes, la teneur en acide ascorbique est toujours plus faible qu'auparavant et dans chacune de ces feuilles la perte est relativement la plus forte dans le tiers inférieur. La comparaison des feuilles entre elles montre que la proportion dans laquelle elles s'appauvrissent en acide ascorbique n'est pas la même pour toutes, et que l'ordre décroissant des teneurs s'en trouve inversé; il s'établit alors ainsi : feuille 3, feuille 2, feuille 1.

Pour la feuille 4 prise dans son ensemble et dans ses parties l'abaissement de la teneur en acide ascorbique pour-cent est comparable à celui de la feuille 1, mais la perte est proportionnellement un peu plus faible pour la base. Après la floraison l'ordre des teneurs décroissantes est le suivant : feuille 3, feuille 4, feuille 2, feuille 1. Cependant, en ce qui concerne les tiers inférieurs, la feuille 4 occupe le premier rang.

Dans les *Tulipa*, au moins pour la forme étudiée, l'ordre des teneurs des feuilles en acide ascorbique n'est donc pas le même durant toute l'évolution annuelle, mais cet ordre est régulier, bien que n'étant pas entièrement celui du développement des feuilles. L'inversion qui se produit à un certain stade est dû à un appauvrissement inégal de celles-ci. Il paraît se produire à la fois une diminution absolue et une diminution relative (due à la croissance) de l'acide ascorbique dans les feuilles 1 et 2; pour la feuille 4, c'est sans doute une diminution absolue qui l'emporte.

Dans la feuille 1, c'est toujours dans la région moyenne que la teneur est maximum; le gradient décroissant habituel, apex — région moyenne — base, est la règle pour les autres feuilles comme le montre le tableau des moyennes avant et après l'inversion de l'ordre des feuilles suivant leur teneur en acide ascorbique.

	Apex		Région moyenne		Base	
	avant.	après.	avant.	après.	avant.	après.
Feuilles 4	83,7	50,0	72,6	43,0	46,9	31,6
» 3	54,8	54,4	46,9	44,5	39,2	27,9
» 2	65,0	46,0	54,4	42,9	39,7	25,3
» 1	59,2	35,4	59,7	39,2	45,9	22,8

La réaction de Molisch se produit dans les stomates des feuilles dont les teneurs en acide ascorbique sont les plus faibles observées (8 % environ). Dans les autres cellules, cette réaction est très rare et incertaine pour une teneur inférieure à 40 % environ.

Dans le *Maianthemum bifolium*, où, comme dans les *Tulipa*, le développement des feuilles commence avant celui de l'inflorescence, la teneur en acide ascorbique décroît toujours de la plus jeune à la plus âgée des feuilles; l'ordre décroissant, avant la floraison, est donc l'inverse de celui qu'on observe dans *Tulipa*. La distinction entre les régions foliaires (uniquement entre pétiole et limbe) n'a été possible que pour la feuille unique des rameaux non florifères; les teneur moyennes sont alors : pour le limbe, 95,7; pour le pétiole, 86,3 %.

Dans le *Convallaria maialis*, le développement de l'inflorescence, qui est latérale et non pas terminale, comme dans les espèces ci-dessus, précède un peu celui des feuilles; la feuille 2, puis la feuille 3, successivement, renferme la teneur la plus élevée, la feuille 1 constituantle terme minimum de la série. Après la floraison, c'est au contraire la feuille 1 qui occupe le premier rang. Ce changement d'ordre est dû à un accroissement inégal des teneurs; il affecte de la même façon l'ensemble et les parties de chaque feuille qui présente constamment le gradient décroissant habituel de l'apex vers la base. L'accroissement des teneurs en acide ascorbique montre que pour les feuilles de *Convallaria*, la floraison de la plante ne constitue pas un climax au-delà duquel apparaissent des phénomènes de sénescence, comme chez *Tulipa*.

Dans le *Colchicum autumnale*, le développement des feuilles s'accomplit pour la plus grande partie après la floraison, et, à ne considérer que le tiers supérieur, la teneur en acide ascorbique pour-cent décroît de la feuille 1 à la feuille 3, à l'inverse de l'ordre décroissant des teneurs dans la Tulipe après la floraison. Pour les autres régions de la feuille et pour la feuille entière, la teneur en acide ascorbique pour-cent paraît dépendre directement non de l'insertion ou de l'âge de la feuille, mais de la présence de chlorophylle. En effet, la teneur est proportionnelle au rapport : Longueur de la région verte/Longueur de la feuille entière, l'ordre décroissant étant : feuille 2, feuille 1, feuille3. L'acide ascorbique, autochtone dans la partie verte, se répand de là dans le reste de la feuille.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) Variété horticole « Béatrix ».

(2) Nos conditions de travail ne nous ont pas permis de doser assez rapidement l'acide ascorbique dans des plantes portant plus de quatre feuilles.

(3) Les feuilles sont désignées par le numéro d'ordre de leur formation.

(4) En milligrammes pour 100 g du poids frais.

(5) On peut remarquer que c'est également à partir de cette dimension des pièces du périanthe qu'une fleur sectionnée à la base du pédoncule est capable de poursuivre son développement jusqu'à coloration et épanouissement.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Séparation des glucofructosanes et des fructosanes par la chromatographie bidimensionnelle. Comparaison de l'extrait fructosidique naturel du tubercule de Topinambour et de l'hydrolysat d'inuline par l'acide dilué.* Note de M. **Marcel Quillet**, présentée par M. Raoul Combes.

La chromatographie à deux dimensions permet de distinguer aisément les glucofructosanes et les fructosanes. L'hydrolyse ménagée de l'inuline par SO_4H_2 donne les deux familles de fructosides, les fructosanes étant de beaucoup les plus abondants; le mélange issu de l'évolution glucidique hivernale du Topinambour n'est fait au contraire que de glucofructosanes.

A la fin de la période de repos hivernal les extraits glucidiques de tubercules de Topinambour sont formés d'une famille de fructosides que J. Bacon (1) d'abord, puis R. Dedonder et nous-même avons séparés par chromatographie descendante sur papier. Les figures publiées sont formées d'une courte traînée renfermant les molécules les moins entraînables, puis se détachent peu à peu une douzaine de spots bien individualisés qui s'étagent régulièrement jusqu'au saccharose et à ses produits d'hydrolyse.

L'hydrolyse ménagée de l'inuline par SO_4H_2 dilué et froid (SO_4H_2, 2N, 1 h 30 mn à 20°) fournit elle aussi un grand nombre de fructosides dont le chromatogramme semble à première vue très comparable.

N'est-ce là qu'une apparence trompeuse due à l'imperfection de l'analyse chromatographique, ou sont-ce vraiment des corps identiques qu'on isole ainsi ?

R. Dedonder (2) a obtenu du glucose en hydrolysant plus à fond les fructosides de l'hydrolysat acide : il en concluait que c'étaient là des glucofructosanes semblables à ceux qui sont livrés par les extraits naturels de tubercules.

Par contre, nous avons signalé (3) que le rythme de ces taches entraînées sur le papier était quelque peu différent et que le glucose contenu dans les spots était certainement en quantité supérieure dans les chromatogrammes des extraits naturels.

Une étude plus approfondie était nécessaire.

Il était bien étonnant que l'évolution de la réserve sucrée de Topinambour puisse se réduire à un simple processus d'hydrolyse, alors que tous les travaux de H. Colin tendaient à démontrer qu'il s'agissait au contraire d'un remaniement profond qu'il interprétait d'ailleurs comme une transformation progressive des « inulides » en saccharose.

Si l'on consent à admettre que les glucides des extraits naturels sont des glucofructosanes (ce qui n'est encore démontré que pour les plus petites molécules), il était non moins curieux qu'une simple hydrolyse acide de l'inuline puisse conduire aux mêmes produits : car celà impliquait, comme

le reconnaissait R. Dedonder, qui avança cette opinion, que l'acide puisse rompre d'une façon étonnamment préférentielle la dernière liaison fructose-fructose, à l'extrémité opposée au glucose, dans la molécule.

En réalité, comme nous allons le montrer, l'hydrolyse acide d'une inuline de Topinambour, bien purifiée et non altérée par les traitements préalables, donne deux familles de fructosides, en s'attaquant indifféremment à n'importe quelle liaison de la molécule.

On obtient ainsi :

1° La famille des corps emportant avec eux le reste de glucose fixé à l'une des extrémités de leur molécule : le groupe des *glucofructosides* auquel appartient le saccharose (glucosido-fructose, glucosido-difructose, glucosido-trifructose, etc.).

2° Une autre famille de corps lui correspondant terme pour terme, mais formés seulement de restes de fructose : le groupe des *fructosanes* (fructosido-fructose, trifructose, tétrafructose, etc.).

Ce deuxième groupe est de beaucoup le plus abondant, car l'inuline ne renfermant que 2 ou 3% de glucose, la proportion des fragments le retenant ne pouvait être que faible.

La chromatographie à deux dimensions, en employant successivement le mélange butanol-éthanol-eau (45-5-50) pendant 72 h à 15°, puis le phénol saturé d'eau pendant 22 h, sépare parfaitement ces deux familles et les rend manifestes.

Le premier mélange, dissolvant à peu près également fructosanes et glucofructosanes, les répartit seulement selon leur grosseur; mais le phénol saturé d'eau, entraînant au contraire plus vite les premiers que les seconds, fait ensuite une excellente séparation des deux isomères de même poids moléculaire.

Le cliché n° 1 reproduit un tel chromatogramme : les fructosides se répartissent régulièrement sur deux arcs inégalement tendus appuyés d'une part sur le spot de départ et, d'autre part, sur la même tache de fructose. L'arc le moins marqué et le moins déplacé est celui qui correspond aux glucofructosanes, comme il est facile de s'en assurer en enrichissant le mélange initial d'un peu de fructose.

Sur le cliché nous avons adjoint deux chromatogrammes unidimensionnels effectués simultanément par chacun des solvants sur le même mélange sucré. Cette comparaison est surtout instructive dans le cas du phénol, réputé particulièrement efficace et fréquemment employé pour la séparation des fructosides. Son emploi n'est pas sans danger puisqu'il arrive comme dans le cas présent que la tache la plus entraînée contienne avec le fructose, le difructosane; que celle qui correspond au saccharose contienne surtout le trifructosane, etc.

Ainsi l'hydrolyse acide de l'inuline commence par former surtout des

fructosanes sans glucose. C'étaient eux, presque exclusivement, qu'on révélait dans les chromatogrammes unidimensionnels, mais on comprend que du glucose puisse être cependant progressivement détaché de la petite quantité de glucofructosides qui les accompagne : ce qui explique les observations contradictoires.

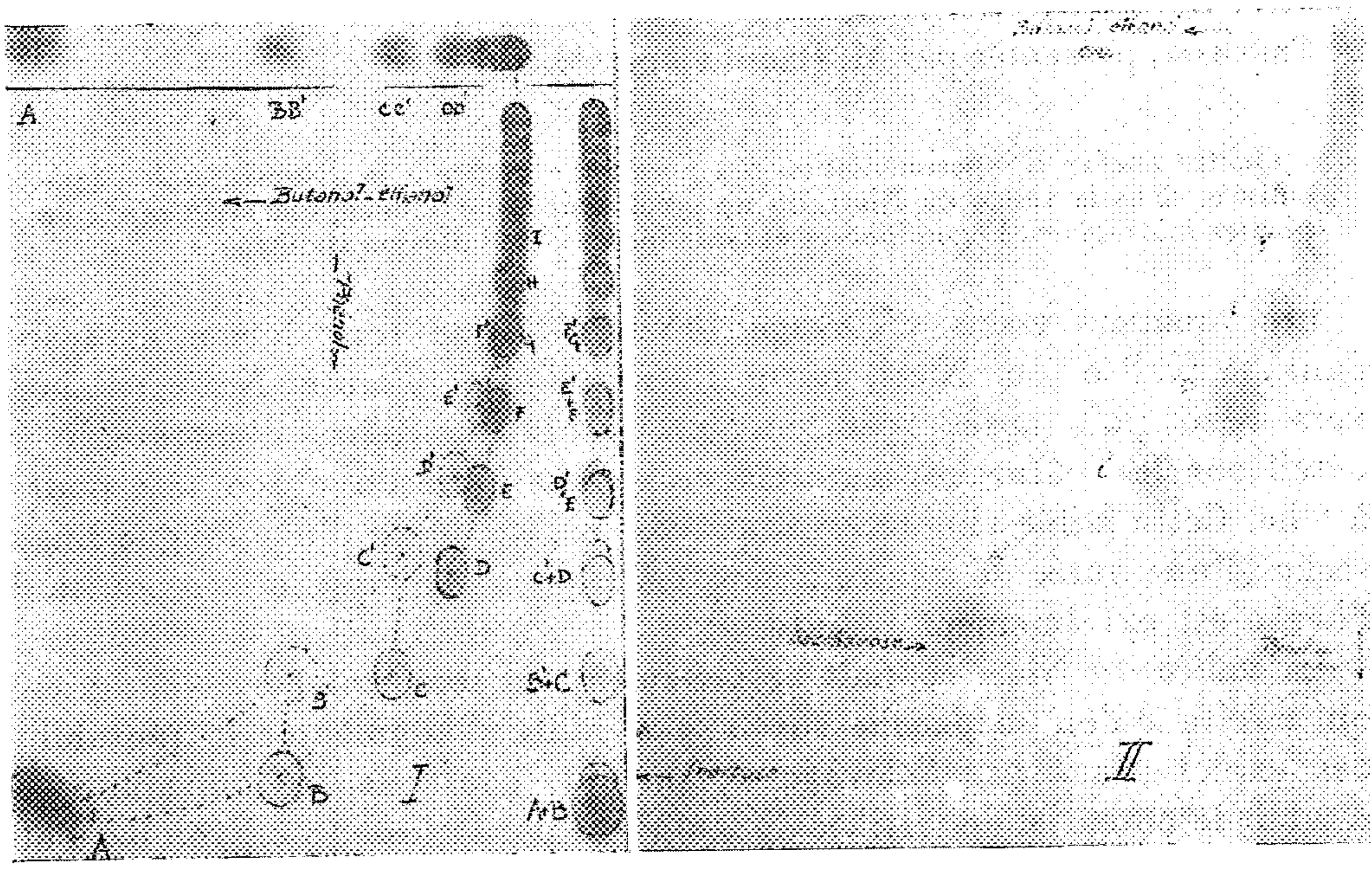


Fig. 1. — Hydrolysat acide. Butanol-éthanol-eau, 60 h; Phénol-eau, 22 h.
Fig. 2. — Extrait de tubercules de Topinambour (janvier). Butanol-éthanol-eau, 72 h; Phénol-eau, 22 h.

Si maintenant on traite les extraits de tubercules de Topinambour qu'on a purifiés avec le plus grand soin pour éviter de leur faire subir une hydrolyse secondaire, par la même technique chromatographique, on constate que les taches se répartissent au contraire sur un seul arc qui est celui des *glucofructosides* et souvent avec fort peu de sucre réducteur (cliché n° 2). Il n'y a *pas de fructosanes.*

R. Dedonder avait démontré en analysant les premiers termes, les plus petits de ces extraits, que c'étaient des glucofructosanes; il est visible ici tant est régulière leur succession que tous les glucides de l'extrait sont du même type, radicalement différents par conséquent de ceux produits par l'hydrolyse *in vitro*.

Il nous a été possible de chromatographier un mélange également concentré d'extrait naturel et d'hydrolysat acide. Il se résout en deux arcs bien séparés de glucides, également intenses, qui manifestent d'une façon spectaculaire l'essentielle différence.

(1) J. S. D. BACON et J. EDELMAN, *Biochem. J.*, 48, 1951, p. 114.
(2) R. DEDONDER, *Bull. Soc. Chimie Biol.*, 34, 1952, p. 168.
(3) M. QUILLET, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 542.

BOTANIQUE. — *Introduction de plantes fourragères dans la vallée du Niari (Afrique équatoriale française).* Note de MM. JEAN KOECHLIN et JEAN TROCHAIN, présentée par M. Raoul Combes.

Quatre années d'expérimentation ont permis de mettre à la disposition de l'agriculture, dans la vallée du Niari, où ne préexistait nulle donnée, une série variée de plantes fourragères, Légumineuses et Graminées, introduites ou spontanées.

Les premiers essais d'élevage bovin pratiqué sous forme extensive dans la vallée du Niari, entre Brazzaville et Pointe Noire, d'abord vers 1920 puis après 1946, ont prouvé la possibilité d'entretenir du bétail sur les pâturages naturels de savane à raison d'une tête pour 4 à 5 ha. Cette faible charge est imposée par l'existence d'une longue saison sèche, d'une durée de quatre à cinq mois, pendant laquelle la repousse de l'herbe est extrêmement réduite.

La vallée du Niari connaît actuellement un remarquable essor agricole qui mérite qu'on se penche sur la possibilité d'augmenter la rentabilité des exploitations par l'élevage et surtout, conséquence immédiate, de rétablir le potentiel de fertilité de leurs sols par la fumure organique. Pour celà il est nécessaire de convertir en pratique intensive le mode d'élevage extensif jusqu'à présent pratiqué. Il fallait donc introduire de véritables cultures fourragères et trouver la possibilité d'apporter une nourriture d'appoint durant la saison sèche.

Ces problèmes, d'ordre essentiellement botanique, étaient nouveaux pour le Sud de l'Afrique équatoriale française. Ils consistaient à déceler des plantes fourragères, Graminées et Légumineuses, introduites ou spontanées, acceptant les conditions mésologiques locales et pouvant être utilisées en grande culture sur les exploitations agricoles. Elles devaient donc répondre, en outre, à des impératifs d'ordre agronomique ayant trait, en particulier, aux problèmes de multiplication, de récolte des graines, de semis, d'ensilage. C'est ainsi que de nombreuses espèces ont été éliminées bien que possédant un excellent comportement végétatif, les *Brachiaria*, par exemple, qui ont une fructification trop faible, incompatible avec les nécessités de la grande culture.

L'un de nous fut chargé, en 1953, par le Comité d'aménagement de la vallée du Niari, d'une brève mission d'information au Congo Belge, auprès de l'Institut national des études agronomiques au Congo. Les premiers essais purent alors débuter, sous la responsabilité de J. Koechlin, d'abord

sur les terres de l'Institut de recherches sur les cotons et textiles, à Madingou, puis, à partir de 1955, sur celles de la Station de recherches agronomiques de Loudima. Des essais furent également poursuivis sur la concession de l'Institut d'études centrafricaines à Brazzaville.

Les premières introductions, originaires du Congo Belge, furent mises en place pour le premier cycle de la campagne 1953-1954; d'autres nombreuses suivirent, en provenance d'Algérie, du Maroc, d'Afrique Orientale, des États-Unis, et naturellement des savanes du Moyen-Congo. En tout plus de cent espèces furent essayées. Parmi elles un petit nombre seulement put être retenu et multiplié en grande culture.

Parmi les exotiques : *Stylosanthes gracilis* H. B. K. (Leguminosea), de Colombie, essayé dès 1953, sera une plante aussi précieuse pour l'éleveur que pour l'agriculteur; couvrant bien le sol, bien qu'assez lentement au départ, très profondément enracinée, elle donne une grosse quantité de fourrage parfaitement appété, tant à l'état sec que frais, et dont la valeur nutritive est comparable à celle de la luzerne d'après les analyses publiées par J. Damseaux [1]. La faible production grainière est compensée par la minime quantité nécessaire au semis : 2 kg/ha environ. Ces graines ont un pouvoir germinatif très bas, de l'ordre de 10 %. Les recherches poursuivies à l'Institut d'études centrafricaines ont montré que la cause en était la très forte imperméabilité à l'eau des téguments séminaux. Une technique de traitement par l'acide sulfurique a été mise au point qui fait passer la capacité germinative de 10 à 75 % environ. Comme elle est cependant assez délicate à mener à bien nous nous orientons vers une scarification mécanique du testa.

Paspalum virgatum L. (Graminæ), d'Amérique australe, se montre également très intéressant, avec une grosse production de matière verte, une bonne résistance à la saison sèche, une abondante production de graines, faciles à récolter mécaniquement, et d'excellent pouvoir germinatif.

Des semences de ces deux premières espèces vont pouvoir, dès cette année, être distribuées aux colons intéressés.

Rhynchelytrum repens C. E. Hubb. (= *Tricholæna rosea* Nees) (Graminæ), introduit d'Afrique du Nord — qui diffère par son aspect végétatif de l'espèce spontanée — manifeste des qualités par sa productivité de fourrage vert, de foin sec et de graines, celles-ci cependant plus difficiles à récolter que dans le cas précédent. Toutefois *Rhynchelytrum repens* résiste assez mal au piétinement et risque peut-être de se répandre de façon gênante dans les cultures.

Le fait que les graines produites par les souches introduites de *Melinis minutiflora* R. Beauv. ont un très mauvais pouvoir germinatif avait fait renoncer à cette graminée fourragère, malgré sa réputation. Mais en 1956

J. Koechlin a découvert une forme locale qui donne entière satisfaction à cet égard. Il reste donc à suivre, ces prochaines années, son comportement végétatif.

Chloris Gayana Kunth., classiquement utilisé dans les régions intertropicales, se montre ici assez peu intéressant du fait de sa mauvaise résistance à la saison sèche.

Parmi les Graminées spontanées, les plus intéressantes se rencontrent dans les genres : *Hyparrhenia*, *Panicum*, *Pennisetum*, *Rottboellia* et *Sorghum*. La récolte de leurs graines est souvent difficile et leur pouvoir germinatif médiocre. La plupart de ces plantes des savanes du Moyen-Congo sont en effet pérennes et la reproduction sexuée intervient assez peu dans les conditions naturelles. Mais 17 espèces sont maintenant isolées, en culture. Il convient de citer plus particulièrement : *Pennisetum purpureum* Schm. (= Herbe à éléphant), fourrage d'excellente qualité, très productif (100 t/ha), qui doit être multiplié végétativement par tronçons de chaumes. *Sorghum arundinaceum* Stapf produit aussi de grandes quantités de matière verte susceptible d'être utilisée en vert ou après ensilage. *Panicum maximum* Jacq. est également un excellent fourrage. Malheureusement sa multiplication n'est possible que par éclats de souches, du fait de la présence d'un champignon parasite qui stérilise systématiquement toutes les inflorescences. Des traitements anticryptogamiques sont prévus. *Rottboellia exaltata* L. F., plante annuelle, à croissance très rapide, prenant un grand développement, est exploitable comme fourrage vert; elle est à utiliser à l'état jeune. Les *Hyparrhenia* (*H. diplandra* Stapf, *H. rufa* Stapf, *H. cyanescens* Stapf, *H. Welwitschii* Stapf) produisent également un fourrage de qualité à condition d'être exploités jeunes. *Pennisetum subangustum* Stapf et C. E. Hubb. est une postculturale de la vallée du Niari. Dès 1954, l'un de nous avait signalé ses très intéressantes possibilités d'utilisation sous la forme de jachère naturelle pâturée à la fin de la rotation habituelle Arachide-Pois d'Angole (= *Cajanus Cajan* Millsp.). Cette graminée est en effet bien appétée et sa croissance est très rapide pendant toute la saison des pluies. Elle est parfaitement utilisable comme foin.

Les premiers essais entrepris à l'Institut de recherches sur les cotons et textiles sont maintenant poursuivis à la Compagnie générale des oléagineux tropicaux, à Loudima, où des jachères naturelles à *P. subangustum*, venant après une culture de *Cajanus Cajan*, portent des charges de bétail de quatre têtes à l'hectare.

(1) *Bull. agric. Congo Belge*, 47, n° 1, 1946, p. 93.

(*Laboratoire de Botanique de l'Institut d'études centrafricaines, Brazzaville, Afrique équatoriale française.*)

BIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Influence du climat sur la biologie de* Phæocryptopus gaumanni *(Rhode) Petrak parasite du* Pseudotsuga. Note de M. **Guy Durrieu**, présentée par M. Henri Gaussen.

Cette Note contient une étude climatique de l'aire spontanée et artificielle du Sapin de Douglas Il semble qu'il y ait une relation directe entre l'intensité des attaques du *Phæocryptopus* et l'abondance des précipitations au moment de la fructification de ce parasite.

Phæocryptopus gaumanni (Rohde) Petrak (Ascomycètes, Périsporiales) est un parasite foliaire des *Pseudotsuga* américains, connus sous le nom de Sapins de Douglas, qui, dans certaines régions, provoque des dégâts très importants dans les plantations forestières. Dans le cas de fortes attaques, la durée de vie du feuillage est considérablement réduite : elle ne dépasse pas 1 à 3 ans, alors que normalement les aiguilles persistent de 5 à 7 ans. Dans ces conditions, les arbres ne croissent plus, on observe fréquemment des phénomènes de mort en cime, ils peuvent même parfois être totalement tués.

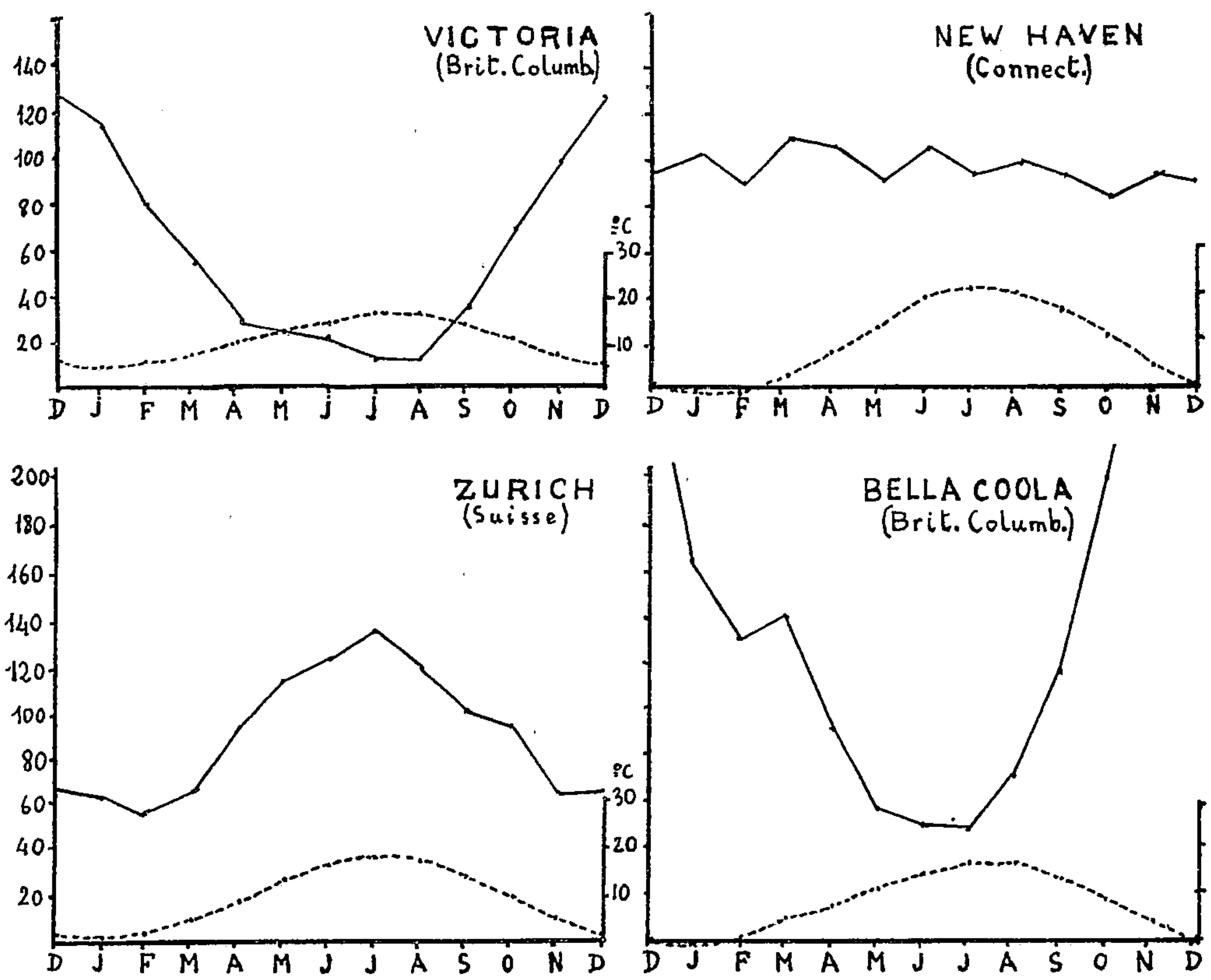
Le parasite est connu dans la plus grande partie de l'aire, spontanée ou artificielle, du *Pseudotsuga*. La première comprend l'Ouest de l'Amérique du Nord : sur la côte du Pacifique depuis la Californie, et dans les Rocheuses depuis le Nord du Mexique jusqu'en Colombie britannique. De ces régions, le Douglas a été introduit dans le Nord-Est des U. S. A. et en Europe : Iles Britanniques, Scandinavie, Allemagne, Belgique, France, Suisse, Italie du Nord, Yougoslavie; le *Phæocryptopus* l'y a suivi plus ou moins rapidement. Mais, alors que dans son pays d'origine les dégâts provoqués par ce parasite ne sont pas graves, les ravages sont au contraire très importants dans la plupart des régions d'introduction.

De nombreuses hypothèses ont été émises pour expliquer ces différences dans la virulence du parasite. Celle qui invoque une mauvaise adaptation de l'arbre entraînant une moindre résistance, semble la plus répandue. Au contraire, certains auteurs indiquent que des différences d'ordre climatique favorisent plus ou moins l'extension du parasite ([1]). Pour vérifier cette dernière hypothèse, j'ai étudié l'évolution du Champignon d'une part, et d'autre part les régimes climatiques de diverses régions où existent des Douglas.

Évolution du Phæocryptopus. — De petites masses sclérotiques de 0,3 à 0,8 mm de diamètre, apparaissent généralement dès l'automne, à la face inférieure des feuilles sur les zones stomatifères, elles n'évoluent pas de tout l'hiver. Au printemps elles se transforment en périthèces, les ascospores arrivent à maturité lorsque la température moyenne atteint environ 15° C. A ce moment, ces ascospores sont libérées et les infections

peuvent se produire sur les jeunes pousses. Cette période d'infection dure de un mois à un mois et demi environ; ensuite les périthèces sont vides.

Étude climatique de l'aire du Douglas. — En examinant les courbes ombrothermiques de divers points de l'aire du *Pseudotsuga*, on constate qu'il existe des différences climatiques importantes entre les régions où l'arbre a été introduit et sa patrie d'origine. Dans cette dernière, les préci-



pitations passent par un minimum, généralement très accentué au début de l'été : un ou plusieurs mois « secs » au sens de Gaussen ([2]) (exemple Victoria). Ce minimum correspond à la période de fructification du parasite.

Au contraire, dans la plupart des régions où le Douglas a été planté, cette période estivale est très pluvieuse (exemples : New Haven, Zurich).

Extension et nocivité du parasite. — Ces différences ont sans doute une grande influence sur l'extension du parasite. Là où les chutes de pluies estivales sont fréquentes et abondantes, le feuillage des Douglas est très souvent mouillé. Un grand nombre d'ascospores au moment de leur libération trouvent des conditions favorables à leur germination et à la pénétration du mycélium dans les aiguilles; il en résulte des infections massives; c'est ce qui se passe généralement en Europe et dans le Nord-Est des U.S.A.

Si, au contraire, durant la période de dissémination du parasite, le temps reste sec, avec de rares pluies ou brouillards, fort peu de spores peuvent germer, et seules quelques aiguilles sont infectées; la maladie passera pratiquement inaperçue, tel est le cas dans l'aire naturelle du Douglas.

Deux observations viennent encore à l'appui de cette hypothèse :

1° Le *Phæocryptopus* peut certaines années provoquer des dégâts importants (défoliations de l'ordre de 50 à 70 %) à la limite Nord du domaine Ouest américain de l'arbre. Or, on constate que dans cette zone, la pluviosité estivale quoique correspondant à un minimum est tout de même assez importante (exemple Bella Coola).

2° J'ai pu observer dans l'Est du Bassin d'Aquitaine (région de Toulouse) un certain nombre de *Pseudotsuga* tous indemnes du parasite; mais ici, les chutes de pluies subissent un très net ralentissement au début de l'été.

Il semble donc que la nocivité du *Phæocryptopus* en Europe et dans le Nord-Est des U. S. A. soit essentiellement due à un facteur climatique : les précipitations au moment de la maturation des ascospores. En effet, cette pluviosité lorsqu'elle est suffisante, crée un milieu éminemment favorable à une multiplication abondante du parasite, et à une infestation massive de l'hôte.

(1) Boyce, *Phytopathologie*, 30, 1940, p. 649-659.

(2) Un mois est « sec » lorsque $p < 2t$; p, précipitations en millimètres; t, température en degrés centigrades.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Sur les stomates aquifères du coléoptile de Blé.* Note de M. **Igor Mouravieff**, présentée par M. Roger Heim.

Les stomates aquifères du coléoptile de Blé ne réagissent ni à la lumière, ni à la teneur de l'air en gaz carbonique. Par contre, le déficit hydrique provoque une importante lyse de l'amidon et une légère élévation du potentiel osmotique des stomates, qui néanmoins se ferment, comprimés par les cellules annexes et épidermiques.

Depuis G. Haberlandt (1), on sait que le sommet du coléoptile des Graminées possède un groupe de stomates aquifères par lesquels se fait l'écoulement des liquides de sudation. Bien que les coléoptiles aient fait l'objet de nombreuses recherches, ces hydathodes n'ont pas attiré l'attention et nos connaissances sont restées très insuffisantes. Haberlandt admet que ces stomates sont dépourvus de motilité et sont toujours ouverts. C'est également l'opinion de R. Meissner (2), le seul auteur qui les ait étudiés sur les coléoptiles d'*Avena*. Dans ce genre, les propriétés protoplasmiques des cellules de ces hydathodes seraient intermédiaires entre celles de vrais stomates et celles de cellules du mésophylle.

Les résultats de nos recherches sur les coléoptiles de Blé ne s'accordent pas cependant entièrement avec ceux de Meissner. Nous n'avons pas constaté comme elle, que la teneur en amidon de ces stomates augmente à la lumière ou diminue à l'obscurité. Même l'élimination du gaz carbonique de l'atmosphère, qui s'accompagne toujours d'une réduction de la teneur en amidon dans les stomates fonctionnels, n'a d'effet, ni sur l'amidon, ni sur le potentiel osmotique des cellules bordant l'ostiole des hydathodes des coléoptiles. Par contre, nous avons nettement mis en évidence l'influence prédominante du degré d'hydratation du coléoptile, non seulement sur la teneur en amidon, mais également sur le potentiel osmotique et l'ouverture, faits qui ne sont pas mentionnés par ces auteurs.

Lorsque la plantule est maintenue dans des conditions de bonne hydratation et que le coléoptile est turgescent, les hydathodes sont ouverts, et les liquides de sudation peuvent s'échapper librement s'ils arrivent en excès. L'amidon est très abondant dans les cellules stomatiques, et les plastes de l'épiderme en contiennent aussi notablement, tant à l'obscurité qu'à la lumière. Le potentiel osmotique à la plasmolyse limite (O_{pl}) est alors assez bas pour les cellules épidermiques et plus élevé pour les stomatiques (tableau I), ce qui permet aux stomates de rester ouverts (tableau II).

TABLEAU I.

Nature des cellules.	O_{pl} en molécules de glucose. Coléoptiles en sudation.	Coléoptiles en déficit hydrique.
Cellules stomatiques	0,65-0,80	0,90-1,00
» annexes	0,85-0,90	1,00-1,10
» épidermiques	0,40-0,50	0,80-0,85

TABLEAU II.

Dimensions des constituants de l'appareil stomatique, en μ.	Coléoptiles en sudation.	Coléoptiles en déficit hydrique.
Longueur du stomate	40	42
Largeur »	33	23
» de l'ostiole	8	0
» cellule annexe	4	11

Par contre, si la plantule a été progressivement amenée à un déficit hydrique correspondant, pour le coléoptile, à une perte de poids de 15 à 20 % par rapport au poids à la sudation, l'amidon disparaît de l'épiderme et diminue dans les cellules stomatiques, et cela indépendamment de l'éclairage. Le potentiel osmotique augmente notablement dans l'épiderme et les stomates (tableau I), mais l'ostiole se rétrécit et la largeur

des stomates diminue (tableau II). Pour la valeur de déficit hydrique précisée ci-dessus, le phénomène est réversible après arrosage.

Les hydathodes de Blé ne sont donc pas toujours ouverts comme on le pense souvent, mais peuvent se fermer par un mécanisme dans lequel les cellules annexes et épidermiques ordinaires jouent un rôle essentiel; les chiffres de nos tableaux montrent en particulier l'augmentation très marquée de la largeur des cellules annexes quand survient un déficit hydrique suffisant.

Ainsi, la fermeture du stomate aquifère peut se faire, bien que l'amidon des cellules diminue et que leur valeur osmotique augmente.

(1) *Sitz. Akad. wiss. Wien*, *Nat. cl.*, 104, 1895, p. 55-116.
(2) *Protoplasma*, 28, 1937, p. 100-118.

HISTOCHIMIE VÉGÉTALE. — *Recherches histochimiques relatives aux lipides d'une Rhodophycée d'eau douce :* Lemanea nodosa (*Kütz*). Note de Mme **Marie-Hélène Laur-Henry**, présentée par M. Raoul Combes.

L'observation vitale décèle difficilement la présence d'inclusions lipidiques chez *Lemanea nodosa*. La fixation à l'eau formolée préalable à l'utilisation des colorants liposolubles classiques permet l'identification de substances lipidiques à caractère insaturé, également mises en évidence par la fixation dans les solutions osmiques.

Ces recherches ont été déterminées par les résultats obtenus au cours d'une étude macrochimique antérieure (1) relative au développement des thalles fertiles des *Lemanea*, c'est-à-dire par la mise en évidence d'une augmentation de la teneur en lipides totaux à mesure que s'accroît la masse des carposporocystes. Il convenait d'étudier les particularités histochimiques de cette accumulation de substances grasses.

On sait que les thalles sexués se développent entre les mois de février (fécondation) et d'août (maturité des sporocystes). Nous n'insisterons pas sur le Chantransia préexistant — et quelquefois persistant — dont l'étude jusqu'ici ne nous a rien apporté de certain, du point de vue biochimique, en dehors d'observations au sujet du glycogène qui confirment l'étude approfondie de Mangenot (2).

Conformément aux données classiques, on distinguera, dans les filaments à carpospores, les parties suivantes : *a.* la couche corticale; *b.* le cordon axial, constitué par les cellules axiales proprement dites et par les hyphes nées des cellules cruciales; *c.* les gonimoblastes qui se transforment presque complètement en carposporocystes.

1° *Observation vitale.* — L'observation vitale est facilitée par l'emploi de rouge neutre dilué (1/1000°); les coupes sont faites à la main dans l'algue fraîche.

— En avril, on observe dans les vacuoles de toutes les cellules corticales et axiales, l'existence d'inclusions, colorées totalement ou partiellement en rouge vif. Les parties colorées, et elles seules, présentent en lumière polarisée le phénomène de la croix noire. Des images analogues sont beaucoup plus rares dans les cellules du gonimoblaste, les inclusions vacuolaires y sont beaucoup plus petites.

— En mai-juin, cellules axiales et corticales ont le même aspect qu'au mois d'avril. Les cellules du gonimoblaste se sont différenciées en carposporocystes, qui ne présentent alors plus ni vacuoles nettement visibles, ni inclusions vacuolaires, mais une masse centrale verte, formée par les chloroplastes et entourant le noyau. A la périphérie des carposporocystes on discerne, non sans difficulté, des granulations incolores, arrondies et brillantes.

— En juillet, ces carposporocystes sont mûrs, leur contenu granuleux présente cette fois d'énormes inclusions cytoplasmiques brillantes, encore périphériques; elles sont incolores ou légèrement jaunes.

2° *Réactions de coloration et de dissolution.* — *a.* L'iode en solution (Lugol) colore vivement l'algue fraîche en avril. Dans les cellules axiales, corticales et du gonimoblaste, l'amidon floridéen existe en masses arrondies dans le cytoplasme, ou bien sous une forme « glycogénique » : les deux aspects correspondent apparemment à une même substance.

Mais en juillet il faut employer l'iode en solutions très diluées, sinon les carpospores se colorent trop fortement en brun noir. Grâce à cette précaution, on remarque facilement à la périphérie du cytoplasme brun rouge, les masses pariétales incolores souvent importantes et arrondies.

b. Action des colorants liposolubles : bleu BZL, soudans.

— Le bleu BZL met en évidence des globules lipidiques dès que les gonimoblastes apparaissent. Ceux-ci prennent plus d'importance au fur et à mesure du développement des cellules en carposporocystes, on peut finalement les observer même aux faibles grossissements du microscope. Cette coloration bleue des inclusions persiste et apparaît mieux, grâce au contraste, si l'on ajoute un peu de Lugol à la préparation.

— Les soudans rouge et noir n'ont pas ici des valeurs comparables. Au noir soudan, qui trop souvent s'agglomère en précipités irréguliers, il faut préférer le rouge soudan ((VII B Badische Anilin et Soda Fabrik); appliqué à notre matériel ce colorant fournit des images identiques à celles que procure l'emploi du bleu BZL.

c. Les solvants habituels semblent inactifs sur les inclusions lipidiques, si l'on y plonge les coupes pratiquées dans le matériel frais : éther, tétrachlorure de carbone, chloroforme, pyridine, acétone, alcool (de 70 à 100°) ne paraissent pénétrer qu'à chaud. Seule l'action successive d'alcool absolu et d'éther bouillants fait disparaître les réserves lipidiques.

3° *Réactions de coloration sur matériel fixé à l'eau formolée.* — Les réactions classiques de coloration sur matériel fixé à l'eau formolée et coupé au microtome après congélation ont donné les résultats suivants :

Tout d'abord la réaction de Mayer indique bien que les inclusions vacuolaires sont des corpuscules métachromatiques.

Puis les colorations au bleu BZL, rouge soudan, la réaction de Smith-Diétrich, le test de Baker et le témoin à la pyridine, les colorations aux bleus de Nil, de méthylène, la Nadi réaction, la réaction O_2-Schiff (3) confirment : 1° la nature de glycérides des inclusions cytoplasmiques, les phospholipides n'y étant pas décelables; 2° leur quantité croissante depuis le début de la formation des gonimoblastes jusqu'à la maturité des carposporocystes; de plus, l'existence de lipides dans le protoplasme des cellules axiales et corticales devient également évidente; 3° leur caractère insaturé, et leur facile oxydation à l'air, mis plus particulièrement en évidence par les réactions de Nadi, O_2-Schiff et la coloration au bleu de méthylène. Les résultats sont négatifs sur les préparations témoins passées au préalable dans une solution diluée de phénylhydrazine.

4° *Fixation par une solution osmique.* — Elle n'est utilisable qu'à condition d'y placer les algues finement hachées dès leur récolte. Ainsi, les inclusions lipidiques apparaissent encore tant au niveau des gonimoblastes et carposporocystes que dans les cellules corticales et axiales.

Ces recherches affirment donc l'existence *in situ* de triglycérides, dès la formation des gonimoblastes et parallèlement à l'apparition du glycogène et des sucres (1). Il ne s'agit donc pas d'une transformation du glycérol glucidique en glycérol lipidique (4), mais de deux utilisations simultanées de ce trialcool.

Il reste maintenant à caractériser chimiquement ces lipides et à rechercher leur présence dans d'autres Rhodophytes.

(1) M. H. HENRY, *Dipl. Ét. Sup.*, Paris, 1949.
(2) *Thèse*, 1922.
(3) LISON, *Histochimie animale*, 1953.
(4) FELDMANN (M. et Mme), *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 467.

CYTOTOXICOLOGIE. — *Sur les propriétés antimitotiques de l'uréthane du glycol et de divers dérivés.* Note (*) de MM. **Guy Deysson** et **René Truhaut**, présentée par M. René Fabre.

Tous les corps étudiés se comportent essentiellement, vis-à-vis de la cellule végétale, comme des inhibiteurs préprophasiques d'activité modérée et de toxicité assez faible. Les propriétés antimitotiques de l'uréthane se retrouvent, un peu diminuées, chez l'uréthane du glycol. Elles sont, par contre, nettement renforcées chez l'hydrazine monouréthane du glycol et surtout chez l'uréthane du glycol chloré.

L'activité antimitotique de l'éthyluréthane a fait l'objet de nombreux travaux depuis qu'il a été établi que ce corps exerce une action inhibitrice sur la tumeur de Walker du Rat [1] et peut provoquer des améliorations passagères dans les leucémies chroniques [2]; on en trouvera une analyse dans l'étude critique de Cornman [3]. L'influence de substitutions diverses sur les propriétés de l'éthyluréthane a déjà été étudiée par divers auteurs, mais certaines séries seulement de dérivés ont été expérimentées. Contribuant à cette étude des relations entre constitution chimique et activité antimitotique dans la série des uréthanes, nous rapporterons dans cette Note le résultat de recherches que nous avons effectuées avec l'uréthane du glycol et divers dérivés dont les relations de structure sont indiquées ci-dessous

$$O{=}C\begin{matrix}\diagup OCH_2CH_2R \\ \diagdown NR'\end{matrix}$$

	R.	R'.
1. Uréthane	H	H_2
2. Uréthane du glycol	OH	H_2
3. Éthyluréthane du glycol	OH	HC_2H_5
4. Diéthyluréthane du glycol	OH	$(C_2H_5)_2$
5. Éthanoluréthane du glycol	OH	HC_2H_4OH
6. Hydrazine monouréthane du glycol	OH	HNH_2
7. Hydrazine diuréthane du glycol	OH	$HNHCOOC_2H_4OH$
8. Uréthane du glycol chloré	Cl	H_2
9. Hydrazine diuréthane du glycol chloré	Cl	$HNHCOOC_2H_4Cl$

Les propriétés antimitotiques de ces composés ont été étudiées, comparativement à celles de l'uréthane, sur les racines de bulbes d'*Allium cepa* L., suivant la technique quantitative de l'un de nous [4]. Les caractéristiques générales de l'action exercée [5] sont assez semblables dans toute la série. L'action essentielle consiste en une inhibition de l'entrée en prophase qui se traduit d'abord par une diminution de l'activité mitotique (action mitodépressive), puis par la disparition de toute image de mitose (action mitostatique, d'abord réversible, puis irréversible); dans le cas de l'hydrazine diuréthane du glycol, toutefois, la trop faible solubilité dans l'eau ne permet d'observer, dans les conditions de nos expériences, que l'action mitodépressive. Certains composés (uréthane, uréthane du glycol, éthyluréthane du glycol, diéthyluréthane du glycol, uréthane du glycol chloré, hydrazine diuréthane du glycol chloré) exercent également une action mitoclasique (paralysie fusoriale), mais toujours peu intense, les stathmocinèses se formant seulement en petit nombre et peu de temps avant la mort. Enfin, nous avons retrouvé parfois (éthyluréthane du glycol, hydrazine

diuréthane du glycol chloré) l'action chromatoclasique (fragmentation de chromosomes) déjà signalée pour l'uréthane, mais elle est toujours très faible et exceptionnelle.

Dans l'ensemble (comparaison de l'uréthane et de l'uréthane du glycol), l'introduction d'une fonction alcoolique diminue les propriétés antimitotiques de la molécule d'uréthane (seuil mitodépresseur : $3,10^{-4}$ M au lieu de $8,10^{-5}$ M). Cette diminution d'activité peut être compensée, dans une certaine mesure, par l'adjonction de radicaux éthyle supplémentaires (comparaison de l'uréthane du glycol, de l'éthyluréthane du glycol et du diéthyluréthane du glycol). Par contre, l'introduction d'une seconde fonction alcoolique (comparaison de l'éthyluréthane du glycol et de l'éthanoluréthane du glycol) diminue l'activité mitostatique et fait disparaître l'activité mitoclasique. La substitution par une fonction hydrazine (comparaison de l'uréthane du glycol et de l'hydrazine monouréthane du glycol) se traduit par un abaissement du seuil de l'activité antimitotique : l'action mitostatique irréversible est obtenue pour des concentrations légèrement plus faibles ($1,25.10^{-4}$ au lieu de 4.10^{-4} M), mais surtout les concentrations actives sont beaucoup plus étalées (activité mitodépressive depuis $1,8.10^{-6}$ M au lieu de 3.10^{-4} M). Du doublement de la molécule (comparaison de l'uréthane du glycol et de l'hydrazine diuréthane du glycol, d'une part, de l'uréthane du glycol chloré et de l'hydrazine diuréthane du glycol chloré, d'autre part) résulte une faible augmentation de l'activité, du moins si la comparaison est faite molécule à molécule. Enfin, le remplacement de l'oxhydrile alcoolique par un atome de chlore (comparaison de l'uréthane du glycol et de l'uréthane du glycol chloré, d'une part, de l'hydrazine diuréthane du glycol et de l'hydrazine diuréthane du glycol chloré, d'autre part) se traduit par une importante augmentation des activités mitodépressive, mitostatique et mitoclasique. En comparant l'uréthane et l'uréthane du glycol chloré, on peut dire également que l'halogénation du radical éthyle se traduit par un renforcement net de l'activité qui reste pourtant exactement de même type et dont les zones de concentrations actives sont étalées de façon à peu près identique.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) A. HADDOW et W. A. SEXTON, *Nature*, 157, 1946, p. 500-503.

(2) R. TRUHAUT, *Act. pharmacol.*, 1952, 5e série, p. 213-274, Masson, Paris, 1953; *cf.* également *Presse Méd.*, 63, 1955, p. 880-883.

(3) I. CORNMAN, *Intern. Rev. Cytol.*, 3, 1954, p. 113-130.

(4) G. DEYSSON, *Thèse Doct. Pharm. État*, Paris, 1948.

(5) Les détails des expériences effectuées seront rapportés dans une publication plus étendue.

PHYSIOLOGIE. — *Mise en évidence d'un constituant ayant l'antigénicité du fibrinogène dans des extraits de plaquettes humaines lavées.* Note (*) de M. MAXIME SELIGMANN, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les méthodes immunochimiques permettent de démontrer la présence du fibrinogène dans des extraits de plaquettes humaines, soumises à un grand nombre de lavages. Le fibrinogène est intimement lié aux plaquettes et constitue probablement un élément important de « l'atmosphère plasmatique périplaquettaire ».

Dans le cadre de nos recherches immunochimiques sur la constitution antigénique des leucocytes normaux et leucémiques [1], nous avons abordé l'étude comparative des antigènes leucocytaires et thrombocytaires. Contrôlant toujours systématiquement la qualité du lavage de chacune de nos préparations [2], nous avons constaté dans tous nos extraits plaquettaires (et dans certains de nos extraits leucocytaires) la présence d'un antigène que nous avons pu identifier au fibrinogène. Les modalités de préparation de lavage et d'extraction des plaquettes, le matériel et les techniques immunologiques utilisés seront exposés dans un article où l'on trouvera l'iconographie et où le problème sera discuté dans son ensemble [3].

Par la technique d'Ouchterlony [4], tous nos extraits thrombocytaires, quel que soit leur mode de préparation, déterminent, lorsqu'ils sont mis en présence d'un immunsérum de cheval antiplasma humain (n° 1299), la formation d'une ligne de précipitation qui croise nettement les différentes lignes obtenues avec du sérum humain dilué placé dans une cuve adjacente.

Les expériences suivantes permettent d'identifier avec certitude, sur le plan immunologique, ce constituant au fibrinogène :

a. Si, en milieu gélifié à l'aide de l'immunsérum n° 1299, on compare les réactions données par l'extrait plaquettaire et par des solutions de fraction I ou de fibrinogène purifié (de différentes origines) à diverses concentrations, on constate que la ligne de précipitation à identifier déterminée par l'extrait plaquettaire se continue avec un aspect d'identité parfaite avec la ligne correspondant à l'antigène présent à la plus forte concentration dans les solutions de fraction I ou de fibrinogène purifié. En effet, ces produits contiennent tous des impuretés et, si l'on utilise des solutions concentrées (1 à 5 mg/ml), leur réaction avec l'immunsérum n° 1299 comporte toujours plusieurs lignes de précipitation; mais, pour des concentrations plus faibles (100 à 300 μg/ml selon les préparations), on ne voit qu'une ligne de précipitation et c'est précisément cette ligne qui correspond à l'antigène plaquettaire étudié.

b. Si l'on utilise une solution de fraction I dont on a séparé le coagulum obtenu après addition de thrombine ou qu'on a préalablement chauffée 30 mn à 53°, on constate la disparition de la ligne de précipitation qui se continue avec celle déterminée par l'extrait plaquettaire.

c. La ligne de précipitation donnée par les extraits plaquettaires, qui n'a pas d'homologue visible quand on fait réagir du sérum au 1/20ᵉ avec l'immunsérum n° 1299, se continue par contre nettement avec l'une des lignes de précipitation déterminées par le plasma humain au 1/20ᵉ. Cette ligne est d'ailleurs la seule qui subsiste quand on fait réagir le plasma dilué avec l'immunsérum n° 1299 préalablement épuisé par un volume de sérum humain non dilué égal à la moitié du volume d'immunsérum. (L'immunsérum ainsi épuisé réagit encore faiblement à l'épreuve du disque avec le sérum humain non dilué; mais il ne faut pas réaliser un épuisement total car le sérum humain normal contient, à l'état de traces, un constituant ayant l'antigénicité du fibrinogène; c'est un point sur lequel nous reviendrons ultérieurement.)

d. Si l'on réalise un tel épuisement subtotal de l'immunsérum n° 1299 par du sérum humain, la réaction avec l'extrait thrombocytaire persiste. Par contre, l'anticorps responsable de cette réaction est épuisé par l'adjonction de fraction I ou d'un très faible volume de plasma.

e. Inversement si l'on épuise l'immunsérum par un extrait de plaquettes bien lavées, il ne réagit plus à l'épreuve du disque avec une solution faiblement concentrée (50 μg/ml) de fraction I ou de fibrinogène purifié.

Les expériences suivantes montrent que *ce constituant plaquettaire ayant l'antigénicité du fibrinogène en possède aussi les propriétés caractéristiques :* *a.* Si l'on utilise extemporanément un extrait plaquettaire obtenu par congélations-décongélations successives sur une suspension concentrée de plaquettes fraîchement préparées, on obtient par adjonction de thrombine un coagulum et le surnageant ne contient plus l'antigène identifié au fibrinogène; *b.* Cet antigène n'est jamais retrouvé dans les extraits plaquettaires préalablement soumis à un chauffage de 30 mn à 53°, puis centrifugés.

Le constituant thrombocytaire ayant l'antigénicité du fibrinogène peut être identifié en *immuno-électrophorèse* [5]. La ligne de précipitation correspondante est unique mais très allongée (mobilité de 2 à 3,5 $cm^2/V/s.10^{-5}$ en tampon véronal pH 8,2). Son aspect est celui d'une ligne à deux dômes : l'un face au réservoir de départ, l'autre au niveau d'une zone de mobilité électrophorétique intermédiaire entre celle des β_2-globulines et celle des γ-globulines lentes. Cette ligne disparaît après épuisement de l'anticorps anti-fibrinogène de l'immunsérum par du plasma ou par la fraction I. Cet aspect correspond à celui obtenu, dans les mêmes conditions techniques, avec du fibrinogène dégradé. Le fibrinogène du plasma frais ou d'une

solution extemporanément préparée de fraction I donne un aspect immuno-électrophorétique différent qui ne peut être retrouvé avec les extraits thrombocytaires que si on les fait migrer immédiatement après leur préparation. Ceci suggère que le fibrinogène des extraits plaquettaires est très rapidement lysé et dégradé.

A la question primordiale de savoir si la présence du fibrinogène dans les extraits plaquettaires est liée à un défaut de lavage, nous pensons pouvoir répondre par la négative. En effet : *a.* nous le mettons en évidence par les méthodes immunochimiques dans des extraits de plaquettes soumises à un grand nombre de lavages (jusqu'à 12) ; *b.* la recherche immunochimique du fibrinogène dans tous les liquides de lavage après concentration a été conduite systématiquement. Plusieurs éventualités sont possibles (3) mais, pour plusieurs préparations, on ne trouve plus le fibrinogène dans les liquides de lavage alors qu'il est présent dans l'extrait des plaquettes prélevées après ces lavages; *c.* pour certains extraits de plaquettes lavées avec un soin particulier, on trouve le fibrinogène, à concentration appréciable, alors qu'on ne trouve plus d'autres constituants réagissant avec l'immunsérum anti-plasma humain, ou seulement de très minimes traces de sérumalbumine. Ces expériences suggèrent que *le fibrinogène est intimement lié aux plaquettes* et différentes données nous permettent de supposer qu'il est présent à la surface des plaquettes. (Notons en particulier que, par adjonction de thrombine sur nos suspensions de plaquettes lavées 10 ou 12 fois, on obtient une agglutination par la technique de Dausset et Malinvaud). Le fibrinogène est probablement un élément important de ce qu'il est convenu d'appeler depuis les travaux de J. Roskam (6), « l'atmosphère plasmatique périplaquettaire ».

Des *sérums anti-thrombocytaires* ont été préparés chez le Lapin. Parmi les trois ou quatre anticorps précipitants qu'on peut y déceler en milieu gélifié à l'aide d'extraits plaquettaires, l'anticorps anti-fibrinogène est celui qui détermine le précipité le plus important. Mais, après épuisement de l'anticorps anti-fibrinogène par du plasma, ces antisérums déterminent encore une thromboagglutination à un titre très élevé.

Toutes ces constatations méritent d'être rapprochées de notions antérieurement acquises et d'être discutées dans le cadre de l'hémostase et de l'immunologie des plaquettes (3).

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) M. Seligmann, P. Grabar et J. Bernard, *Sang*, 26, 1955, p. 52-70.

(2) P. Grabar, M. Seligmann et J. Bernard, *Ann. Inst. Pasteur*, 88, 1955, p. 548-562.

(3) *Rev. Hématol.* (à paraître).

(4) O. Ouchterlony, *Ark. Kem. Miner. Geol.*, B, 25, 1948, p. 14.

(5) P. Grabar et C. A. Williams, *Biochim. Biophys. Acta*, 17, 1955, p. 67.

(6) *Arch. Intern. Physiol.*, 20, 1923, p. 241.

PHYSIOLOGIE. — *Influence de la pression sur la perspiration insensible chez l'Homme.* Note de M. Joseph Sivadjian, présentée par M. Jacques Tréfouël.

L'enregistrement hygrophotographique de la perspiration insensible de la région plantaire montre que lorsque le sujet étant debout, il exerce par son poids une pression sur la plante du pied, la perspiration insensible diminue fortement par suite de l'état d'inhibition des glandes sudoripares, due à cette pression. Cet état d'inhibition ne disparaît pas immédiatement après la suppression de la pression.

Yas Kuno avait constaté dès 1934 chez les Japonais que quand un sujet reste couché sur le côté, la transpiration de ce côté-ci diminue, tandis que celle du côté opposé augmente. Il a appelé ce phénomène « réflexe hémi-hydrotique » (1). En 1950, Takagi et Sakurai (2) ont démontré que l'effet signalé par Kuno était en réalité dû à la pression. En effet, en exerçant une pression sur la moitié du corps, ils ont constaté que la transpiration diminuait sur cette partie, alors qu'elle augmentait sur la moitié contra-latérale. Cette observation, contestée par E. S. Watkins (3) chez les originaires de l'Afrique occidentale en Nigérie, vient d'être mise très nettement en évidence par H. M. Ferres (4) au R. A. F. Institute of Aviation Medicine de Farnborough.

Or, étant donné les rapports étroits qui existent entre la transpiration sensible et la transpiration insensible ou perspiration, nous avons voulu étudier l'effet de la posture ou, ce qui revient au même, de la pression sur la perspiration de la plante du pied, quand le sujet passe de la position assise à la position de station debout.

Afin d'éliminer l'influence du port de chaussures ou de tout autre objet vestimentaire, le sujet doit avoir gardé ses pieds nus pendant plusieurs heures avant l'expérience qui a lieu dans une pièce où la température moyenne est de 20° C.

Le sujet, qui est assis depuis assez longtemps, pose l'un de ses pieds, le droit par exemple, sur un film hygrophotographique placé sur un tapis épais, afin de permettre au film d'épouser exactement la forme de la plante du pied et de s'y appliquer intimement. Pour garder le contact entre le film et son pied, le sujet exerce évidemment une pression modérée sur sa jambe et il reste dans cette position pendant 10 mn exactement. Puis, après avoir retiré le film, le sujet se lève, reste debout pendant 5 mn et ensuite, toujours étant dans cette même position debout, il remet son pied sur un nouveau film hygrophotographique sur lequel il exerce cette fois une pression de tout son poids. Cette expérience dure aussi exactement 10 mn, comme la première. Enfin, le sujet s'étant assis de nouveau, il pose une troisième fois son pied sur un film identique absolument comme il avait fait la première fois. La comparaison des trois microphotographies,

qui représentent une surface de 2 mm de côté, montre que, quand le sujet

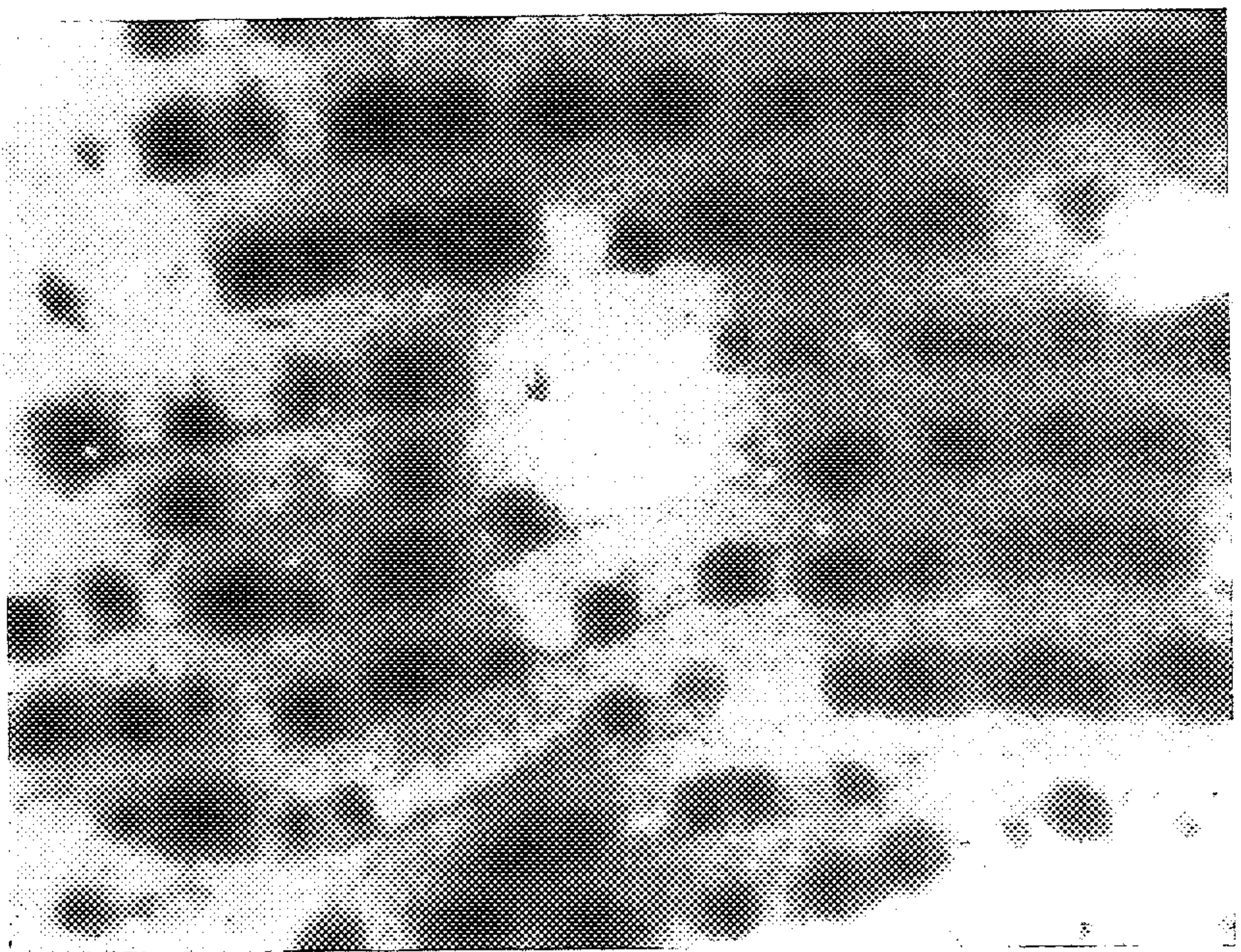


Fig. 1.—Le fonctionnement des glandes sudoripares de la plante du pied, à l'état normal, le sujet étant assis.

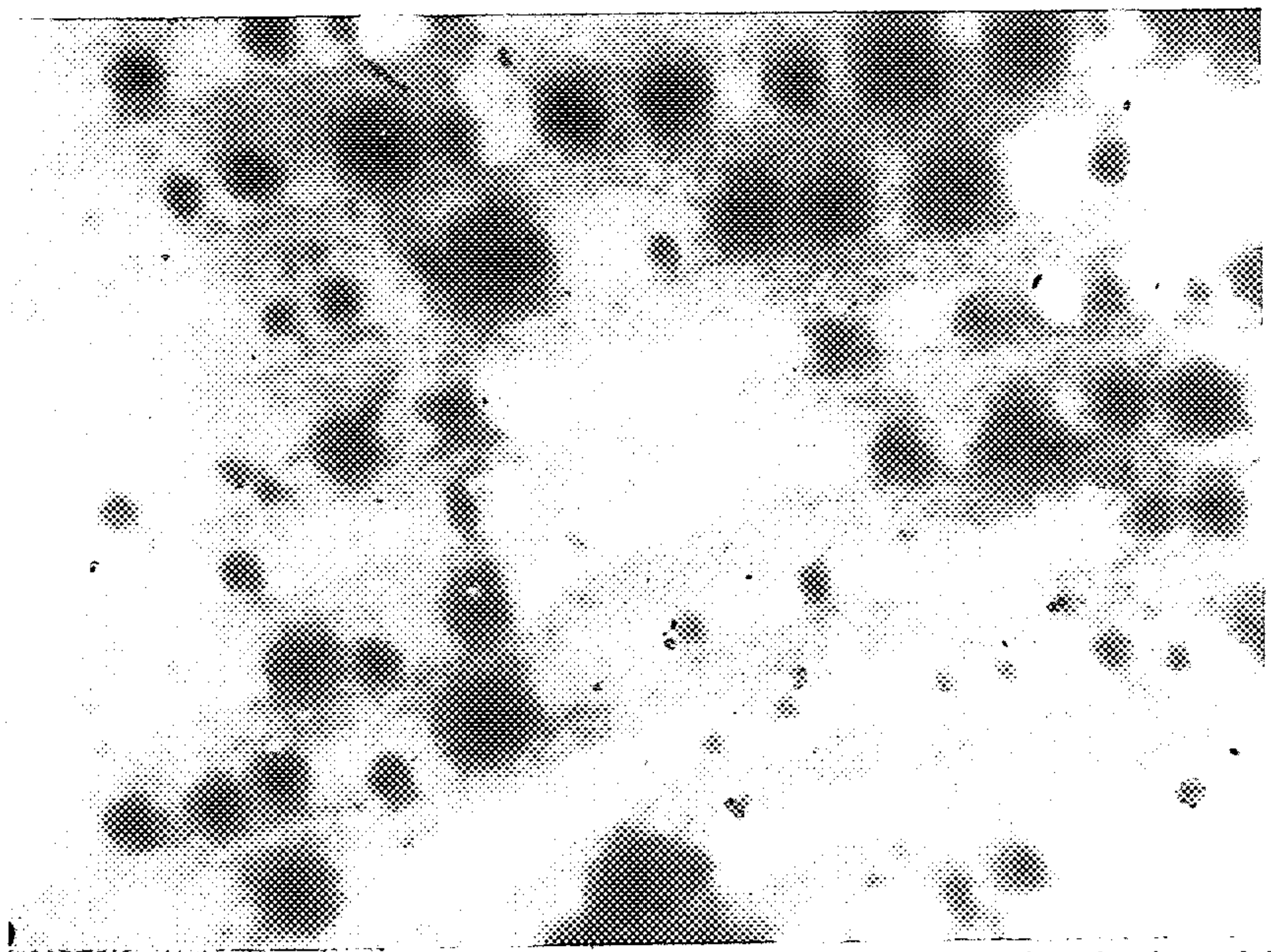


Fig. 2. — L'activité des glandes sudoripares est fortement réduite lorsque, le sujet étant debout, son poids exerce une pression sur la plante du pied.

étant debout, le corps comprime de tout son poids la plante du pied, les glandes sudoripares, au nombre de 86 environ, cessent de fonctionner

normalement et que la perspiration insensible diminue d'une façon considérable (*fig.* 2), par rapport à sa valeur normale, enregistrée dans la position assise (*fig.* 1). Lorsqu'il s'assied de nouveau, les glandes sudoripares

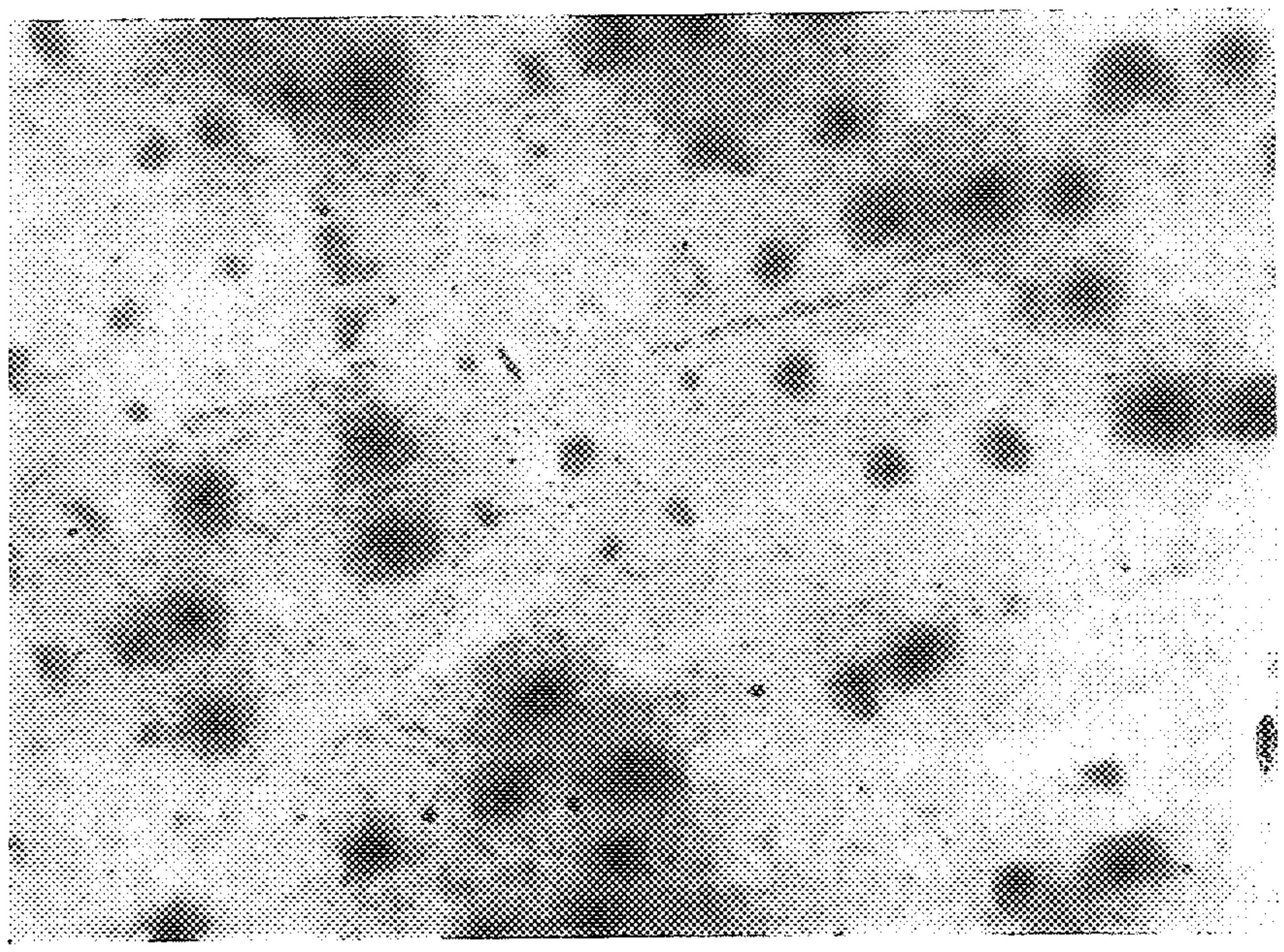


Fig. 3. — Quand le sujet reprend sa position assise, les glandes sudoripares en activité sont encore en nombre trop peu considérable, l'état de leur inhibition n'ayant pas pris fin dès la cessation de la pression.

continuent cependant à conserver encore leur état d'inhibition extrême et elles ne sont représentées dans la figure 3 qu'en nombre excessivement faible.

(1) YAS KUNO, *Human Perspiration*, Ch. C. Thomas, Springfield, Illinois, U. S. A., 1956, p. 204.

(2) *Ibid.*, p. 207.

(3) *J. experim. physiol.*, 41, 1956, p. 263.

(4) *J. Physiol.*, 135, 1957, p. 68 P.

(*Laboratoire de Chimie thérapeutique, Institut Pasteur, Paris.*)

PHARMACODYNAMIE. — *Considérations sur la notion* physiologique *de doublement des molécules.* Les dicholines. Note de MM. **René Hazard**, **Jean Cheymol**, **Pierre Chabrier**, **Pierre Muller**, transmise par M. Léon Binet.

Les auteurs montrent, en prenant la choline comme exemple, que le « doublement des molécules » au sens où l'entendent certains expérimentateurs conduit à diverses substances douées de propriétés pharmacodynamiques très différentes.

Le doublement idéal d'une molécule active M supposerait l'obtention d'un nouveau corps 2M présentant la même composition centésimale avec un plan de symétrie. De telles substances ne semblent pas connues. Les dimères n'y satisfont pas, ni même les benzoïnes résultant des réactions classiques de condensation comme :

$$2C_6H_5CHO \xrightarrow{CNK} C_6H_5-CHOH-CO-C_6H_5$$

Beaucoup d'exemples trouvés dans la littérature biologique pourraient être représentés par la formule $M + M = 2(M \pm \varepsilon)$. ε étant l'apport ou le déficit d'atomes caractérisant la conception particulière du chercheur dans chaque cas d'espèce et l'une des possibilités de la molécule M de s'associer à elle-même. Cette formule n'implique ni conceptions spatiales, ni modifications fonctionnelles. On comprend que de tels *pseudo-doublements* puissent conduire à des corps possédant des propriétés physiques, chimiques et pharmacologiques très divergentes.

Sans préjuger de son intérêt, mais en vue de montrer le peu de rigueur de cette notion, nous nous sommes proposé de doubler la « choline » selon différents modèles que nous avons pu concevoir et réaliser. La comparaison de quelques propriétés pharmacologiques des diverses substances obtenues montre l'hétérogénéité d'un tel groupe susceptible cependant d'être désigné sous le nom général de « *dicholines* ».

Le tableau suivant réunit les propriétés de cinq dicholines et de deux di-acétylcholines comparées à celles du bromure de choline et du chlorure d'acétylcholine pris comme substances de référence.

L'examen du tableau donne une mesure de la diversité des propriétés pharmacodynamiques présentées par des composés chimiques qu'on pourrait arbitrairement désigner sous une dénomination commune rappelant leur origine chimique et la raison hypothétique (doublement) justifiant leur examen.

En effet, nous constatons entre ces molécules dites *cholines doublées*, des écarts de toxicité allant de 1 à 1300, des différences qualitatives considérables, certaines ayant uniquement des propriétés pressives muscariniques d'autres à la fois muscariniques et nicotiniques, certaines étant paralysantes, d'autres contracturantes, etc.

Ces observations montrent bien le caractère peu rigoureux de la définition du « doublement des molécules » donnée par certains expérimentateurs. Absence de rigueur qui n'empêche l'idée de constituer de nouvelles substances par doublage d'une molécule, opération accompagnée d'addition ou de soustraction plus ou moins grande d'atomes, comme pouvant conduire à l'obtention de substances intéressantes tant au point de vue spéculatif que pratique [1].

Formules de constitution.	ε.	Toxicité. *Souris* D. L_{50} i/v (mg/kg).	Pression artérielle *Chien*. Action muscarinique (*).	Pression artérielle *Chien*. Action nicotinique (**).	Chute tête *Lapin* (mg/kg).	Action anticholinestérasique 25 % inhibition (mg).	Organes isolés. Rectus abdominis *Grenouille*.	Organes isolés. Intestin *Cobaye*.
Dicholines :								
$(CH_3)_3N(Br)—CH_2—CHOH—CHOH—CH_2—N(Br)—(CH_3)_3$	$—H_2$	195	0,25	0,25	247	2	*Curarisant* 1/100e *d*-tubocurarine	Décontracturant
$OHCH_2CH_2N(CH_3)_2(Br)—CH_2—CH_2N(CH_3)_2(Br)—CH_2CH_2OH$	$—H_2$	8,5	0,02	10	11,5	200	*Contracturant* 1/25e acétylcholine	Contracturant
$(CH_3)_3N(Br)—CH_2—CH_2—N(CH_3)(Br)—[CH_2CH_2OH]_2$	$—H_2$	490	2,5	0	Pas actif	5	*Curarisant* 1/4300e *d*-tubocurarine	Décontracturant
$OHCH_2CH_2N(CH_3)(Br)<\text{cycle}>N(CH_3)(Br)CH_2CH_2OH$	$—2H_2$	550	0,1	0	Pas actif	10	*Curarisant* 1/2500e *d*-tubocurarine	Sans action
$(CH_3)_3N(Br)—CH_2—CH_2—O—CH_2CH_2N(Br)—(CH_3)_3$	$—OH_2$	170	2	4	78	1	*Curarisant* 1/200e *d*-tubocurarine	Décontracturant
$(CH_3)_3N(Br)—CH_2CH_2OH$ (Br de choline)	–	53	1	1	111	150	*Contracturant* 5.10^{-4}	Contracturant
Dicholines acétylées :								
$CH_3COOCH_2CH_2N(CH_3)(Br)<\text{cycle}>N(CH_3)(Br)CH_2CH_2COOCH_3$	$—2H_2$	650–700	•0,0003	0 (***)	Pas actif	100	*Curarisant*	Sans action
$(CH_3)_3N(Cl)—CH_2CH_2OCOCH_2CH_2OCOCH_2CH_2N(Cl)(CH_3)_3$ (succinyldicholine)	$—H_2$	0,5	0	0	0,25	–	*Contracturant* 1/4 acétylcholine	Contracturant
$CH_3—COOCH_2CH_2—N(Cl)\equiv(CH_3)_3$ (chl. d'acétylcholine)	–	12,5	1	1	–	–	*Contracturant*	Contracturant

(*) Par rapport au bromure de choline = 1.
(**) Par rapport au bromure de choline en présence d'atropine = 1.
(***) Par rapport au chlorure d'acétylcholine en présence d'atropine = 1.

([1]) *Voir* sur ce même sujet : J. Cheymol, P. Chabrier et J. Renault, M. Pazin, *Thérapie*, 7, 1952, p. 514-524.

VIROLOGIE. — *Inactivation des virus par l'action combinée de deux agents inactivants employés à doses ménagées.* Note (*) de M. **Pierre Lépine** et Mlle **Valentine Sautter**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La combinaison de deux méthodes d'inactivation chimique permet par l'action réciproque de chacune d'elles, en supprimant la virulence résiduelle des particules résistantes, d'assurer l'inactivation totale d'un virus, tout en respectant son pouvoir antigène. Application au vaccin antipoliomyélitique.

L'inactivation des virus présente un problème délicat lorsque le matériel inactivé sert à préparer un vaccin, car il faut retirer au virus toutes possibilités de multiplication ultérieure tout en respectant aussi intégralement que possible son pouvoir antigène. Le problème est particulièrement difficile à résoudre lorsque, comme c'est le cas pour le virus de la poliomyélite, on s'adresse à un virus très résistant mais dont l'antigène est relativement labile. Tous les vaccins contre la poliomyélite sont, selon la technique de J. E. Salk ([1]), du type inactivé par le formol. A la concentration de 1 : 4 000 et à la température de 37° C, l'inactivation du virus est théoriquement obtenue en trois jours. Mais le fréquent isolement de virus au-delà de ce terme conduit à prolonger sensiblement l'action du formol avant sa neutralisation; on cherche ainsi à établir un compromis entre la sécurité du vaccin et son efficacité. A la suite d'accidents dus à la persistance de virus non inactivé, la technique américaine, qui emploie des souches virulentes par voie périphérique, impose dans la fabrication du vaccin une durée d'inactivation de neuf jours, précédée et suivie de filtrations sur bougie de faible porosité : le vaccin est rendu inoffensif, mais au prix d'une perte d'au moins 50 % de sa valeur antigénique [J. E. Salk ([2]), P. Lépine ([3])].

A la suite de travaux sur l'inactivation de différents virus [P. Lépine et P. Atanasiu ([4])] par la β-propiolactone [G. A. LoGrippo et F. W. Hartman ([5])], nous avons cherché à combiner l'action de deux substances inactivantes, l'une, le formol dont l'action détoxifiante est classique, l'autre la β-propiolactone, qui assure une remarquable conservation de l'antigène jointe à une rapidité d'action et une autodestruction précieuses, chacune d'elles étant employée à une concentration et pendant une durée qui à elles seules ne permettraient pas l'inactivation totale du virus. Notre technique consiste, dans le cas du virus poliomyélitique, après passage de la culture virulente sur une résine synthétique, à traiter le virus pendant 44 h environ à la température de 37° et à pH 7,2 avec du formol à la concentration de 1 : 6 000. A la sortie de l'étuve, le titre de virulence

qui était au départ supérieur à 10^7 s'est abaissé aux environs de 10^3. Le liquide encore tiède est, après neutralisation du formol et contrôle du pH, additionné de β-propiolactone diluée dans l'eau à 0° C de façon à obtenir une concentration finale de 0,6 : 1000. L'inactivation est terminée en 24 h et le pH ajusté.

Avant d'adopter systématiquement cette technique pour la préparation d'un vaccin, nous avons traité 15 lots différents de cultures du virus poliomyélitique, chaque lot ayant un volume approximatif de 20 l, soit au total près de 300 l, dans lesquels, malgré un traitement classique au formol pendant 9 jours, et qui a été répété jusqu'à trois fois avec un séjour total à l'étuve de 15 jours suivi de dialyse, il avait été retrouvé du virus en culture de tissus; les prélèvements d'essai, de 1 l en général, représentant au total 14,900 l, avaient permis à l'occasion du contrôle de ces 15 lots, d'isoler 37 fois un virus poliomyélitique actif. Chacun de ces lots a été traité par la β-propiolactone, à des concentrations allant de 0,5 à 1 : 1000. Sur chaque lot il a été ensuite prélevé à deux reprises un volume de 1 l soumis à l'analyse en culture de tissus après répartition en 16 boîtes de Roux pour chaque prélèvement, chacune subissant trois subcultures espacées d'une semaine. Un total de 30,300 l a été examiné : jamais il n'a été récupéré d'éléments virulents des liquides ainsi traités. Il est à noter que, pas plus que le formol, la β-propiolactone aux concentrations ajoutées ne permet à elle seule d'assurer la totale inactivation du virus. La combinaison des deux agents inactivants permet au contraire, en agissant réciproquement sur la virulence résiduelle, d'obtenir cette inactivation totale dans un délai maximum de 70 h, avec conservation du pouvoir antigène. La méthode est générale, et applicable à d'autres virus.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *J. Amer. med. Ass.*, 151, 1953, p. 1081; *ibid.*, *Amer. J. publ. Hlth*, 44, 1954, p. 563.

(2) *Amer. J. publ. Hlth*, 46, 1956, p. 1.

(3) 2e Réunion internationale de Standardisation immunomicrobiologique, Rome, 10-14 septembre 1956.

(4) *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 100.

(5) *J. Immunol.*, 75, 1955, p. 123.

IMMUNOLOGIE. — *Contribution à l'étude de l'action des antibiotiques sur l'immunité. Action des antibiotiques dans les infections expérimentales de la Souris. Cas d'une vaccination antérieure à l'infection.* Note (*) de M. **Aldo Farhi**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Dans les infections de la Souris à *S. typhimurium* ou à *D. pneumoniæ*, le traitement par les antibiotiques d'animaux non vaccinés au préalable permet leur survie, mais il les laisse à la merci d'une nouvelle infection. Par contre, les animaux vaccinés résistent très bien lors de la réinfection.

Nous avons étudié deux germes très virulents pour la Souris : *Salmonella typhimurium* et *Diplococcus pneumoniæ*, qui diffèrent l'un de l'autre à la fois par leurs caractères taxonomiques et par la nature des infections qu'ils déterminent.

1. INFECTION A *S. typhimurium*. — *a. Techniques.* — L'expérience a porté sur 300 souris mâles, de même race et de même âge approximatif, réparties en six groupes (I à VI) de 50 animaux.

Vaccination. — Les souris des groupes pairs : II, IV et VI, reçoivent un vaccin chauffé de *S. typhimurium*, selon le protocole suivant :

Jours	1	4	8
Nombre de germes (en millions)	200	200	400

Les deux premières vaccinations sont faites par voie intrapéritonéale et la troisième par voie sous-cutanée.

Infection. — Le 15e jour à partir du début de l'immunisation, tous les animaux sont infectés, par voie intrapéritonéale, avec une suspension de la même souche bactérienne, à raison de dix germes par souris.

Traitement. — Les animaux des groupes III et IV sont traités par le chloramphénicol, ceux des groupes V et VI par la tétracycline (à l'état de chlorhydrate), à raison, dans les deux cas, de 2 mg d'antibiotique par souris et par jour, en deux injections. Le traitement est poursuivi pendant 12 jours, à compter du jour de l'infection.

Réinfection. — 14 jours après l'infection, les animaux survivants du groupe I et 25 animaux de chacun des autres groupes, sont réinfectés par voie intrapéritonéale, avec la même souche, à raison de 10 000 germes par souris, soit environ 500 doses minima mortelles.

b. Résultats. — Le tableau I indique le nombre d'animaux de chaque groupe ayant succombé lors de l'infection, puis de la réinfection.

TABLEAU I.

		Témoins.		Chloramphénicol.		Tétracycline.	
		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Infection	Morts	32	2	9	3	3	2
	(%)	(64)	(4)	(18)	(6)	(6)	(4)
Réinfection	Morts	9	3	23	4	24	3
	(%)	(50)	(12)	(92)	(16)	(96)	(12)

2. INFECTION A *D. pneumoniæ*. — *a. Techniques.* — L'expérience a porté sur 400 souris mâles, de même race et de même âge approximatif, réparties en huit groupes (I à VIII) de 50 animaux.

Vaccination. — Les souris des groupes pairs : II, IV, VI et VIII, reçoivent un vaccin formolé de Pneumocoques du type I, selon le protocole indiqué dans l'expérience précédente. La première injection est faite par voie intrapéritonéale; les deux autres, par voie sous-cutanée.

Infection. — Le 15[e] jour à partir du début de l'immunisation, tous les animaux sont infectés, par voie intrapéritonéale, avec une suspension de la même souche de Pneumocoque, à raison de 100 germes par souris, soit la dose minimum mortelle.

Traitement. — Les animaux des groupes traités (III à VIII) reçoivent : la pénicilline (sel de sodium), à raison de 800 unités par souris et par jour, pour les groupes III et IV; la dihydrostreptomycine (à l'état de sulfate), à raison de 1 mg par souris et par jour, pour les groupes V et VI; la tétracycline (à l'état de chlorhydrate), à raison de 2 mg par souris et par jour, pour les groupes VII et VIII. Le traitement est poursuivi pendant sept jours, à compter du jour de l'infection.

Réinfection. — 14 jours après l'infection, 25 animaux de chacun des groupes II à VIII sont réinfectés, par voie intrapéritonéale, avec la même souche, à raison de 1000 germes par souris pour les animaux non vaccinés, et de 10 000 germes par souris pour les animaux vaccinés (groupes pairs), soit respectivement 10 et 100 doses minima mortelles.

b. Résultats. — Le tableau II indique le nombre d'animaux de chaque groupe ayant succombé lors de l'infection, puis de la réinfection.

TABLEAU II.

		Témoins.		Pénicilline.		Dihydro-streptomycine.		Tétracycline.	
		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
Infection	Morts.....	50	0	1	0	1	0	0	0
	(%)......	(100)	–	–	–	–	–	–	–
Réinfection	Morts.....	–	1	16	1	20	0	21	0
	(%)......	–	–	(64)	–	(80)	–	(84)	–

3. CONCLUSIONS. — Dans les infections de la Souris à *S. typhimurium* ou à *D. pneumoniæ*, le traitement par les antibiotiques d'animaux non vaccinés au préalable permet leur survie, mais il les laisse à la merci d'une nouvelle infection. Par contre, les animaux vaccinés résistent très bien lors de la réinfection, parfois même à une dose infectante dix fois supérieure à celle administrée aux souris non vaccinées.

(*) Séance du 8 avril 1957.

CANCÉROLOGIE. — *Présence de particules d'aspect virusal dans la rate d'embryons de poulets normaux.* Note (*) de MM. **E.-Lucio Benedetti** et **Wilhem Bernhard**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans notre Note précédente ([1]), nous avons signalé la présence de particules d'aspect virusal dans des cellules réticulaires de la rate et de la moelle osseuse chez des poussins atteints d'érythroblastose. Ces mêmes particules furent également trouvées dans les mêmes organes chez des témoins normaux, mais plus rarement que chez les animaux malades. L'examen de quelques embryons, par contre, était resté entièrement négatif.

Dans le but de vérifier cette dernière observation sur un plus grand nombre de témoins, 25 embryons de poulets normaux (race Sussex) dont 15 après 15 jours et 10 après 9 jours d'incubation furent sacrifiés et leur rate fixée à l'acide osmique 2 % selon Palade (pH 7,4); l'inclusion fut effectuée dans le méthacrylate de butyl et les coupes furent obtenues selon la méthode habituelle avec l'ultramicrotome Sorvall.

L'observation au microscope électronique montre que le tissu splénique d'embryons de 9 jours est constitué de cellules mesenchymateuses munies de prolongements qui délimitent des lacunes de dimensions variées. Vers le 15e jour commence la différenciation des éléments mesenchymateux en cellules endothéliales ou hémoblastiques. Dans ce tissu le microscope électronique a révélé chez un embryon de 9 jours et chez 2 embryons de 15 jours l'existence des mêmes particules. Chez deux de ces animaux, elles étaient rarissimes et ne purent être trouvées qu'après l'examen d'un grand nombre de cellules. Le troisième âgé de 15 jours en contenait une quantité plus importante (*fig.* 1 et 2).

Les particules sont sphériques et mesurent en moyenne 70 mμ. Elles sont délimitées par une membrane externe et présentent un « nucléoïde », substance centrale très osmiophile dont le diamètre est de l'ordre de 30 mμ. Entre celle-ci et la membrane externe s'interpose une deuxième membrane qui est probablement toujours présente mais souvent difficile à mettre en évidence (*fig.* 2 A).

La localisation de ces particules est le plus souvent extra-cellulaire. Elles restent accolées à la membrane cellulaire ou bien se fixent sur des fibres réticulaires. Exceptionnellement, elles se trouvent enfermées en petit nombre dans des vésicules cytoplasmiques.

Les raisons qui nous font admettre la nature virusale des particules décrites ainsi que leur rôle oncogène dans certains cas précis ont été exposées ailleurs ([2]). On constate que des corpuscules d'aspect identique se trouvent

dans le sarcome de Rous [2], [3], la tumeur de Murray-Begg [4], dans l'érythroblaste et la myélomatose [5], [6], et enfin dans des tissus de poussin ou jeunes poulets considérés comme normaux [1]. La présente obser-

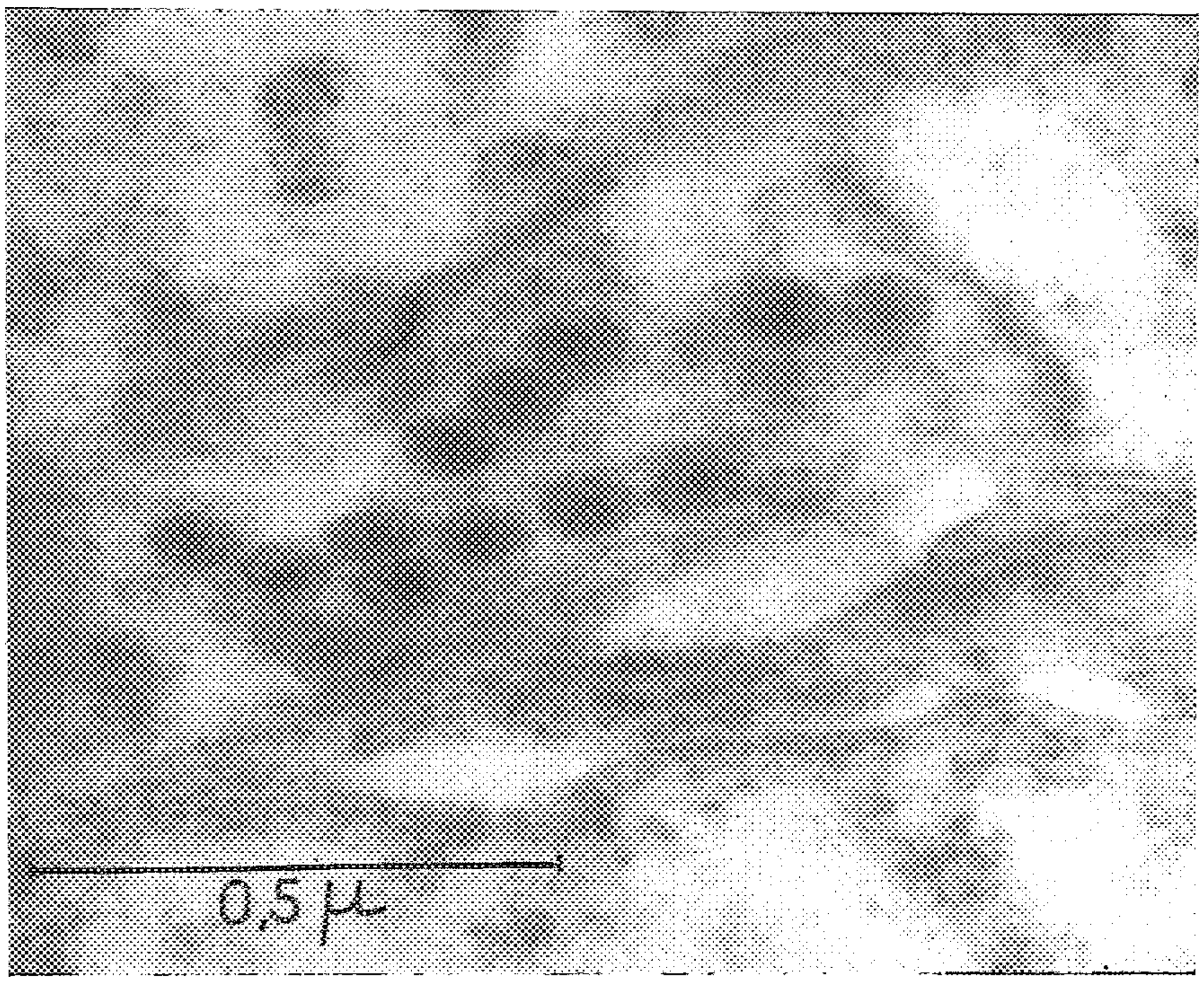


Fig. 1.

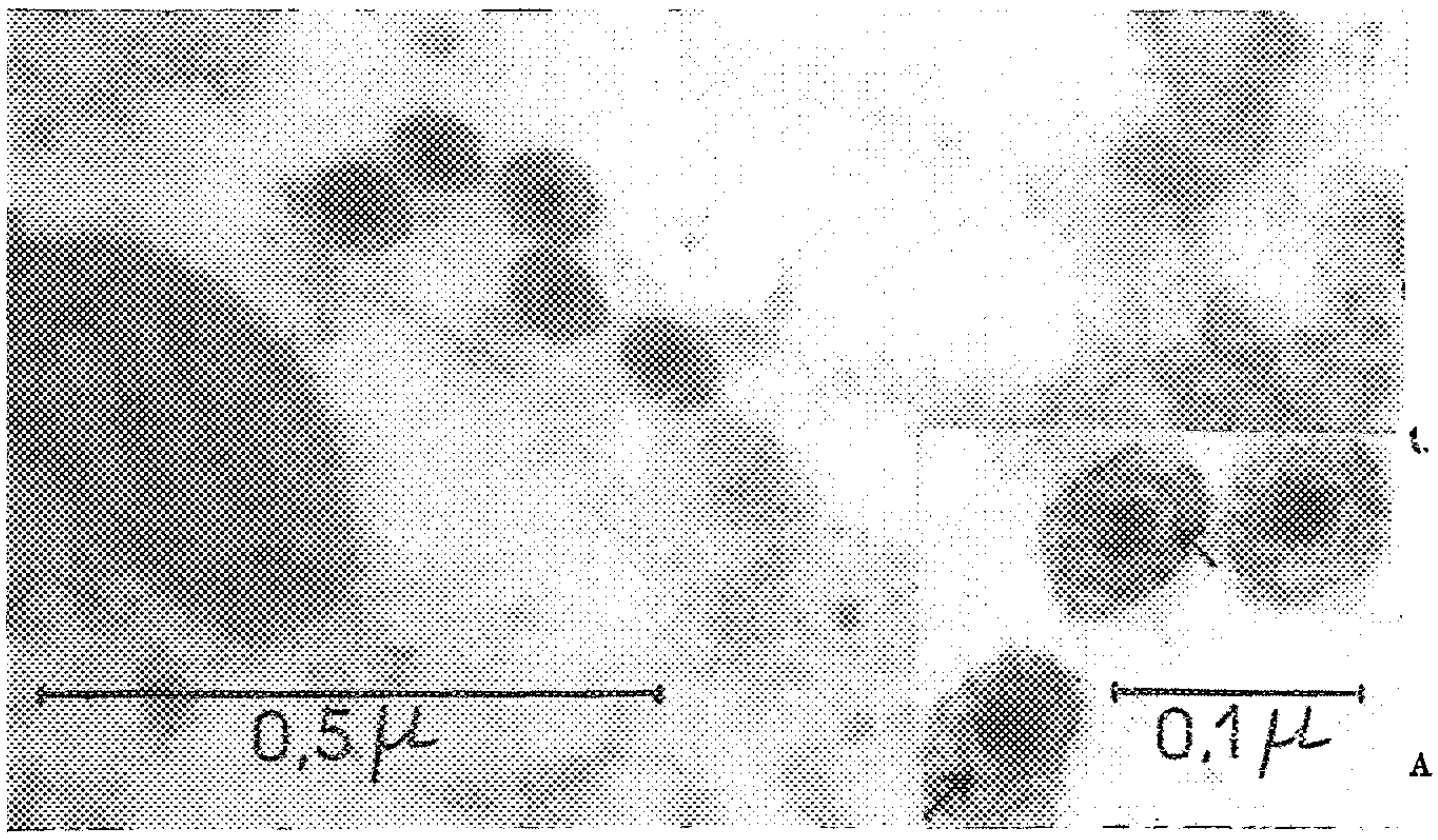


Fig. 2.

Fig. 1 et 2. — Micrographies électroniques de coupes ultrafines d'une rate embryonnaire normale. Présence de particules d'aspect virusal intercellulaires de cellules réticulaires (G × 104 500).
Fig. 2 A. — Révélant la présence d'une deuxième membrane interne (→) (G × 200 000).

vation prouve qu'on peut les mettre en évidence même chez des embryons et que la transmission de cet agent peut donc s'effectuer par l'œuf. Il s'agit ou bien d'un groupe de virus saprophytes et ubiquitaires dont l'action oncogène ne s'effectue d'une manière spécifique, pour des raisons encore obscures, que quand le terrain s'y prête; ou bien on est en présence du virus de la lymphomatose, maladie extrêmement répandue chez les Oiseaux. Notons toutefois que la souche ayant servi à notre étude est cliniquement dépourvue de cette maladie. Étant donné que tous les virus oncogènes des Oiseaux semblent appartenir au même groupe et sont morphologiquement indiscernables les uns des autres, cette question ne peut être tranchée à l'heure actuelle. La transmission d'un agent virusal par l'œuf, longtemps énoncée comme un postulat de la logique a été prouvée biologiquement pour la lymphomatose par Burmester (6), (7). Elle est démontrée morphologiquement pour la première fois par la mise en évidence des particules décrites ci-dessus.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) E. L. BENEDETTI, W. BERNHARD et CH. OBERLING, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2891.

(2) W. BERNHARD, CH. OBERLING et PH. VIGIER, *Bull. Cancer*, 43, n° 4, 1956.

(3) W. H. GAYLORD, *Cancer Res.*, 15, 1955, p. 80-83.

(4) CH. ROUILLER, F. HAGUENAU, A. GOLDE et F. LACOUR, *Bull. Cancer*, 43, 1956, p. 10-22

(5) J. W. BEARD et coll., Communication personnelle, 1956.

(6) B. R. BURMESTER, R. F. GENTRY et F. WATERS, *Poultry Science*, 34, n° 3, 1955, p. 609-617.

(7) B. R. BURMESTER et N. F. WATERS, *Poultry Science*, 34, n° 6, 1955, p. 1415-1429.

(Institut de Recherches sur le Cancer Gustave Roussy, Villejuif, Seine.)

La séance est levée à 15 h 40 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MARS 1957.

Déterminisme et finalité, par LOUIS BOUNOURE, in *Bibliothèque de philosophie scientifique*. Paris, Flammarion, 1957; 1 vol. 19,5 cm.

A Ciba Foundation Symposium. *The chemistry and biology of purines*, by G. E. W. WOLSTENHOLME, CECILIA M. O' CONNOR. London, J. and A. Churchill Ltd., 1957; 1 vol. 27 cm.

Extraits de *Proceedings XIV International Congress of Zoology*, Copenhagen 1953 : *Sur la structure fine des formations dures de certains animaux* (*Coquille des Lamellibranches*, *Chitine des Malacostracés*), et *Un cas de périodicité de la montée des Civelles*, par G. D. ATHANASSOPOULOS. Copenhagen, 1956; 2 feuilles 25 cm.

Preliminary notes on the geology of Kilimanjaro, by W. H. WILCOKSON. Reprinted from the *Geological Magazine*. Vol. XCIII, n° 3, 1956 ; 1 fasc. 21,5 cm.

National physical Laboratory. *Mathematical Tables*. Vol. I. *The use and construction of Mathematical Tables*, by L. FOX. London, Her Majesty's stationery Office, 1956; 1 fasc. 27,5 cm.

Polski zwiazek entomologiczny, n° 18, sérii Kluczy : *Klucze do Oznaczanie Owadow Polski*. Część XXVII. *Motyle : Lepidoptera* zeszyt 45 *b*. *Omacnicowate : Pyralididæ*. *Wachlarzykowate : Crambinæ*, par STANISLAW BLESZYNSKI. Warszawa, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Carte géologique de l'Indochine au 1/500 000ᵉ. *Notice sur la feuille de Vientiane*, par E. SAURIN. Saïgon, Imprimerie d'Extrême-Orient, 1956; 1 fasc. 24 cm et 1 planche 64 × 78,5 cm.

The constitution of Matter, by ROBERT OPPENHEIMER. Eugene Oregon State system of Higher Education, 1956; 1 fasc. 25,5 cm.

Histoire générale des sciences. Tome I. *La science antique et médiévale* (*des origines à* 1450), par ROGER ARNALDEZ, JEAN BEAUJEU, GUY BEAUJOUAN, RAYMOND BLOCH, LOUIS BOURGEY, PAUL DUPONT-SOMMER, JEAN FILLIOZAT, RAYMOND FURON, ANDRÉ HAUDRICOURT, JEAN ITARD, RENÉ LABAT, GUSTAVE LEFEBVRE, LOUIS MASSIGNON, PAUL-HENRI MICHEL, JOSEPH NEEDHAM, I. SIMON, GUY STRESSER-PÉAN, RENÉ TATON, JEAN THÉODORIDÈS, JEAN VERCOUTTER, CHARLES VIROLLEAUD. Préface générale par RENÉ TATON. Paris, Presses universitaires de France, 1957; 1 fasc. 24 cm (présenté par M. Louis de Broglie).

Atlas des formes du relief. Paris, Institut géographique national, 1956; 1 vol. 33 cm.

Institut des Parcs nationaux du Congo belge. Exploration du Parc national de l'Upemba. Mission G. F. De Witte. Fasc. 40. II. *Tenebrionidæ* (*Coleoptera polyphaga*) *Opatrinæ*. First part : *Platynotini*, *Litoborini and Loensini*, by CARLO KOCH. Fasc. 41. *Cetoniinæ*, *Trichinæ*, *Valginæ* (*Coleoptera polyphaga*). Fam. *Scarabeidæ*, par PIERRE BASILEWSKY. Fasc. 87. *Calliphoridæ* (*Diptera cyclorrhapha*). Part. I : *Calliphorini and Chrysomyiini*, by FRITZ ZUMPT. Bruxelles, 1956; 3 vol. 28 cm.

Bengt Ferrner. Resa i Europa en astronom, industrispion och teaterhabitué genom Danmark, Tyskland, Holland, England, Frankrike och Italien 1758-1762, by STEN G. LINDBERG. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri AB, 1956; 1 vol. 25 cm.

Collection de monographies sur la théorie des fonctions. Leçons sur les récurrences et leurs applications, par PAUL MONTEL, recueillies et rédigées par JACQUES DUFRESNOY et ÉLOI LEFEBVRE. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

A la gloire des pionniers de génie précurseurs d'un âge nouveau. L'œuvre prestigieuse de nos savants et techniciens d'aujourd'hui. Paris, Maurice Devriès, 1957; 1 vol. 31,5 cm.

Traité de physique théorique et de physique mathématique. VII. *Thermodynamique à l'usage de l'enseignement supérieur et des écoles d'ingénieurs*, par JEAN MERCIER. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

Annales du Laboratoire de cardiologie et de la Clinique médicale du Professeur GASTON GIRAUD. Montpellier, Imprimerie C. G. C., 1956; 1 vol. 24 cm.

Essai d'embryogénie comparée dans les limites des Hedysarées, par RENÉ SOUÈGES, in *Ann. des Sc. nat. Bot.*, 11e série, 1956; 1 fasc. 24 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 24 AVRIL 1957.

PRÉSIDENCE DE M. Léon BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Maurice Fontaine**, élu Membre de la Section d'Économie rurale le 25 février 1957 en remplacement de M. *André Mayer*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel.

M. le **Président** donne lecture du décret en date du 26 mars 1957 approuvant son élection; il lui remet la médaille de Membre de l'Institut et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Photooxydation du tétraphénylfulvène.* Note (*) de MM. **Charles Dufraisse**, **André Étienne** et **Jean-Jacques Basselier**.

Le tétraphénylfulvène se photooxyde avec une remarquable netteté, en fixant une molécule d'oxygène. Le produit résultant ne paraît pas, pourtant, être le photooxyde, mais un corps non peroxydique, formé par photoisomérisation du photooxyde primaire, encore inconnu.

Des recherches antérieures (1), (2), (3) ont montré que les dérivés cyclopentadiéniques pouvaient, par irradiation en présence d'air, fixer une molécule d'oxygène, pour donner des photooxydes. Le tétraphényl-2.3.4.5 cyclopentadiène-2.4, I, par exemple, conduit à un photooxyde répondant à la formule II (3). La parenté de structure entre cyclopentadiènes et fulvènes pouvait laisser supposer des comportements comparables dans les réactions de photooxydation. Nous devions cependant envisager, chez les fulvènes, la participation de la troisième double liaison à la photooxydation.

Pour les raisons déjà exposées (3), nous nous sommes adressés à un fulvène substitué sur le cycle, le tétraphényl-2.3.4.5 fulvène, IV (4). Il apparaît, en outre, un motif supplémentaire à un tel choix : les fulvènes non substitués sur le noyau sont sensibles à l'autoxydation non photo-

chimique ([5]), alors que les autres sont plus stables. Ainsi, Dilthey ([4]) est contraint de recourir à un oxydant comme l'eau oxygénée pour parvenir à oxyder le même fulvène IV, opération qui lui donne un monooxyde, V. La substitution phénylique a donc le privilège d'éviter les réactions parasites d'autoxydation ordinaire.

a. Par irradiation du tétraphénylfulvène IV ([6]), nous avons obtenu un corps incolore, F_{inst} 283-284°, $C_{30}H_{22}O_2$, correspondant à l'addition d'une molécule d'oxygène à l'hydrocarbure. Il ne se forme pas d'autre produit défini, quels que soient le solvant et le mode d'irradiation utilisés, même si l'on abrège la durée de l'action lumineuse, quitte à n'avoir qu'une oxygénation partielle.

En sulfure de carbone, la réaction est rapide, mais s'accompagne d'une résinification notable qui interdit un mode d'irradiation trop actinique. En éther ou en alcool, la réaction est plus lente (plusieurs jours au soleil, pour décolorer une solution de 0,2 g dans 400 ml d'éther), mais la résinification est moindre et permet l'emploi d'une source lumineuse plus puissante, comme une lampe à vapeur de mercure, type S. P. 500 « Philips ». L'addition d'un sensibilisateur ([7]) tel que l'éthyléosine, à la solution alcoolique ne modifie pas de façon notable la vitesse de la réaction. En revanche, un barbotage d'oxygène a une action accélératrice marquée, manifestement parce que l'accroissement de la pression partielle de cet élément au-dessus de la liqueur y maintient une concentration plus élevée. Les meilleurs rendements (90 %) sont obtenus par irradiation à la lampe à vapeur de mercure de solutions éthérées à 0,5 g/l; dans ces conditions, 400 ml sont décolorés en 2 h 30 environ.

Le corps est relativement stable à la chaleur : il reste à peu près inaltéré par chauffage vers 150°. Mais à 250° sous vide il se résinifie, sans le moindre dégagement gazeux.

L'épreuve du pouvoir oxydant par l'iodure de potassium en milieu acétique est négative : il ne libère pas l'iode, mais forme des produits iodés fortement colorés, qui n'ont pas encore été étudiés.

Réduit par le zinc et l'acide acétique, il régénère le fulvène de départ, prouvant ainsi qu'il conserve le squelette carboné initial.

Ne renfermant pas d'hydrogène mobile (Zerewitinoff) il ne présente donc pas de fonction hydroperoxydique, ni d'hydroxyle.

b. Ces quelques propriétés physiques et chimiques permettent déjà de formuler des indications préliminaires concernant la structure de l'oxyde, en se référant à des comparaisons avec la série cyclopentadiénique simple.

La première question qui se pose est de savoir si le nouveau corps est un photooxyde, donc un peroxyde, ou bien un isomère non peroxydique. L'absence de pouvoir oxydant semblerait en faveur de la deuxième hypothèse. Cependant il faut y regarder de plus près en raison de l'exemple

des photooxypentaphénylcyclopentadiénols ([2]), corps authentiquement photooxydiques, mais tellement peu stables qu'ils se décomposent dans l'épreuve à l'iodure sans libérer d'iode. Ici également la fonction peroxydique pourrait se transformer avant d'être réduite. La suite de la discussion va montrer que le fait est peu probable et que le corps est un isomère du photooxyde.

Le parallèle le plus instructif est à faire avec la photooxydation du tétraphénylcyclopentadiène, I, hydrocarbure qui offre l'avantage de fournir à la fois ([3]) le photooxyde vrai, II, et son isomère non peroxydique, III.

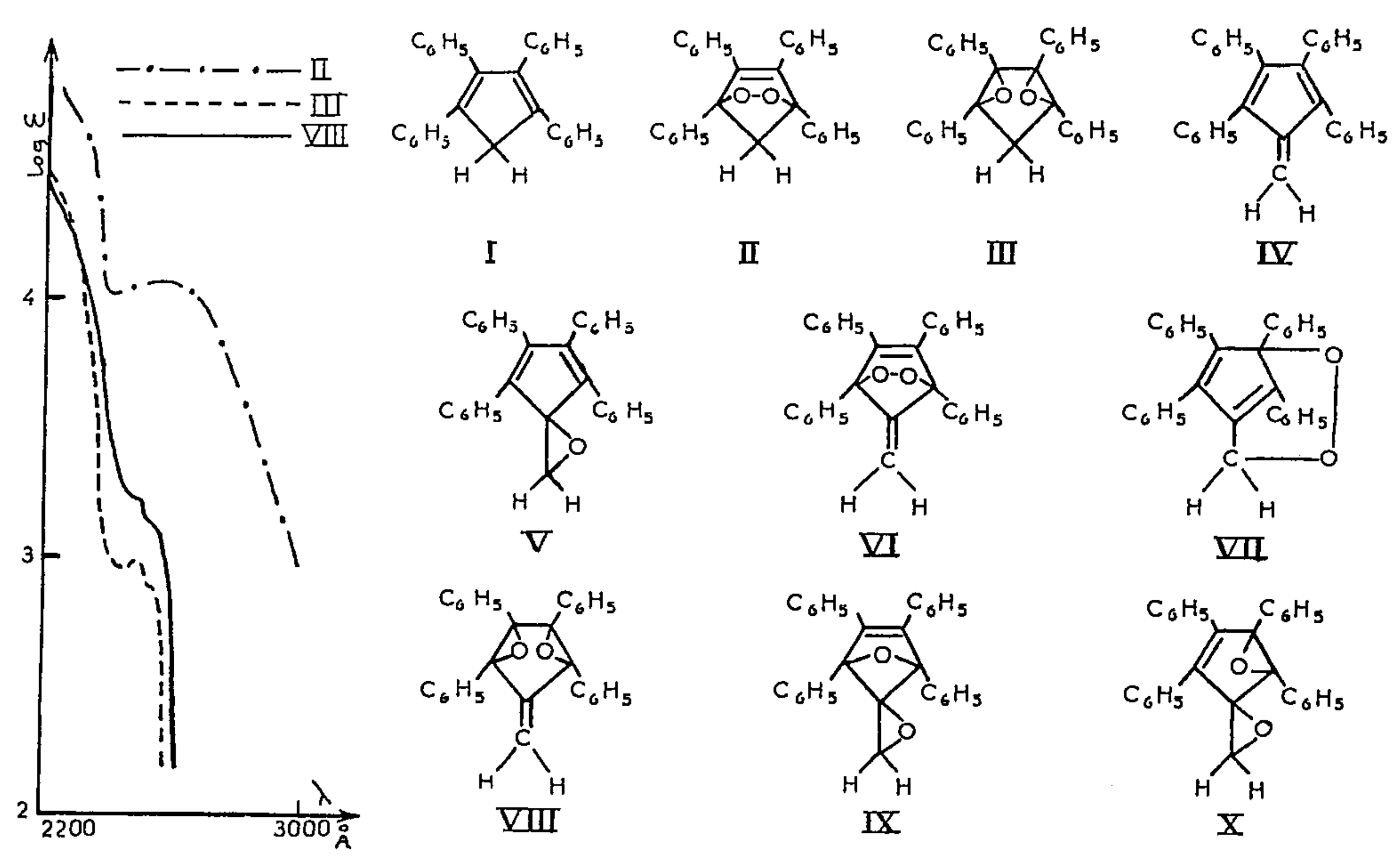


Fig. 1.

Tout d'abord en s'autorisant des principes de la photooxydation ([8]), d'après lesquels la molécule d'oxygène se fixe aux extrémités d'un système diénique, on pourrait attribuer au photooxyde primaire l'une ou l'autre des deux structures VI et VII. Mais la règle de Bredt exclut la deuxième qui comporte une double liaison sur l'un des deux carbones communs aux trois branches d'un enchaînement bicyclique. La lumière ne peut donc donner, comme photooxyde primaire, que le corps de formule VI, ou bien ses produits de transformation.

Cependant cette formule VI n'est pas en accord avec les données spectrales (*fig.* 1), très démonstratives à cause de la présence, dans ladite formule, d'un groupement cis-stilbénique, dont l'effet, à la fois bathochrome et hyperchrome, se marque très nettement sur le spectre ultraviolet, quand il s'agit d'un photooxyde vrai, tel que II. Au contraire, la remar-

quable similitude de sa courbe d'absorption (*fig.* 1) avec celle de l'isooxyde III plaide en faveur de la formule bis-époxydique VIII pour le nouveau produit, à l'exclusion des formes isomériques impliquant l'intervention de la double liaison extracyclique, telles que IX et X.

De même sont éliminées, mais plus catégoriquement par le spectre infrarouge ([9]), les formes cétoniques, avec cette exclusive supplémentaire qu'elles nécessiteraient, pour se former à partir du fulvène, un remaniement du squelette carboné, incompatible avec le retour facile à l'hydrocarbure de départ.

Comme l'isooxyde de comparaison, III, de la série tétraphénylcyclopentadiénique simple, jouit de propriétés analogues, telles que réduction facile en cyclopentadiène initial, transformation par l'iodure acétique en dérivés iodés colorés, sans libération d'iode, nous estimons que le nouveau produit doit être l'isooxyde, VIII, de formule correspondant à celle de l'isooxyde III.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) C. Dufraisse, A. Étienne et J. Aubry, *Bull. Soc. Chim.*, 21, 1954, p. 1201.

(2) C. Dufraisse, A. Étienne et J. Aubry, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1170.

(3) J. Aubry, *Thèse* (sous presse).

(4) W. Dilthey et P. Huchtemann, *J. prakt. Chem.*, 154, 1940, p. 251.

(5) C. Engler et W. Frankenstein, B. 34, 1901, p. 2933.

(6) Von Euler a récemment soumis à la photooxydation le même corps, mais il n'a pas constaté de transformation, faute, sans doute, d'avoir mis en œuvre des sources lumineuses suffisamment puissantes. H. von Euler, H. Hasselquist, C. Hanshoff et A. Glaser, *Ber.*, 86, 1953, p. 969.

(7) G. O. Schenck, K. Kinkel, H. J. Mertens, *Liebigs Ann.*, 584, 1953, p. 125.

(8) C. Dufraisse, *La photooxydation*, (*Experientia*, Supplementum, II, 1955, p. 27).

(9) Le spectre infrarouge sera reproduit dans une publication ultérieure.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Une classe de surfaces localement constructibles.* Note (*) de M. **Georges Bouligand**.

Moins immédiate que l'obtention par voie constructive des surfaces convexes, celle des surfaces à courbures opposées pose des questions nombreuses semblant annoncer des circonstances différentes, en ces deux catégories de surfaces, pour ce qui touche la nature et la répartition des points à contingent non plan ([1]). Ce manque apparent de similarité s'élimine dans une classe adéquate, celle des surfaces *localement constructibles* ou (LC) qui font l'objet de la présente Note.

1. Soient deux fonctions $f(x, y)$, $g(x, y)$, telles que, dans un trièdre de coordonnées $Oxyz$, chacune des conditions

$$z \geqq f(x, y), \qquad z \geqq g(x, y),$$

jointe à celle pour le point (x, y) de demeurer dans une aire convexe α (fermée) du plan $z = 0$, définisse dans l'espace décrit par (x, y, z) une région convexe (condition K).

La classe annoncée se compose de morceaux de surface, tous projetés parallèlement à Oz suivant α, et qui sont représentés pour α donnée, et pour tous choix de f, g répondant à la condition K, par l'équation

$$z = af(x, y) + bg(x, y)$$

où a, b sont deux constantes arbitraires. Si a, b sont de même signe, on obtient de nouvelles surfaces convexes. Si a, b sont de signes contraires, même en se restreignant provisoirement à des surfaces $z = f$, $z = g$ qui soient de classe 2, on ne réalise en général dans α, d'une manière permanente, pour la surface $z = af + bg$, ni la convexité, ni l'opposition des courbures.

2. Cependant ces surfaces qui seront notées (LC) (même en abandonnant la restriction de classe) donnent lieu aux mêmes propriétés de compacité que les surfaces convexes. D'autre part, pour $ab < 0$, la surface $z = af + bg$ apparaît comme un *lieu de milieux de segments parallèles* à Oz et dont *les extrémités décrivent respectivement deux surfaces* $z = af$, $z = bg$ qui sont *convexes* et tournent leurs concavités, la première, dans le sens Oz et la seconde dans le sens opposé. Le processus de description permettant d'obtenir les surfaces (LC) montre que l'ensemble de leurs points à contingent non plan est contenu dans la réunion des ensembles de points à contingent non plan sur $z = f$ et sur $z = g$, la nature du contingent en chaque point singulier découlant d'emblée de celle qui s'offre en chacun des points correspondants sur $z = f$ et $z = g$. Bien entendu, toute surface (LC) appartient à la classe des surfaces ayant en chaque point des non-paratingentes, sans que la réciproque ait lieu.

3. En ce qui concerne la constructivité locale des (LC) elle est rendue immédiate par celle de $z = f$ et de $z = g$, assurée par un principe d'approximation polyédrale : il se réalise encore, pour chaque (LC), sous l'égide de la convergence uniforme.

4. Au sujet desdites surfaces (LC), ayant assez de généralité pour que le cône portant les demi-tangentes en un point quelconque puisse être, ou non, convexe, subsistent des questions importantes et notamment :

a. Celle de fixer les hypothèses annexes convenant à valider le théorème de Gauss-Bonnet;

b. Celle de décider toujours du point de vue local, si parmi les (LC), interviennent *toutes les surfaces à courbures opposées de classe* 2;

c. Celle de préciser les cas où une (LC) donne lieu à une image sphérique avec laquelle elle se trouve liée par le type de correspondance réalisé en cas de convexité de cette (LC); type susceptible, en cas d'un contingent partout plan, de se réduire à celui de biunivocité ponctuelle.

En cas de réponse négative à *b*, laquelle indiquerait une restriction artifi-

cielle des (L C), on rejoindrait la généralité en substituant à la classe des (L C) celle des surfaces qui leur équivalent *à une transformation ponctuelle* T P près, appartenant au groupe topologique restreint obtenu en particularisant celui de classe 1 par la condition suivante : la loi de répartition de la transformation linéaire tangente à T P cst *lipschitzienne*.

En vue d'obtenir un champ homogène s'offrant à l'efficacité des méthodes directes, les questions ci-dessus énumérées ne peuvent être éludées. En outre, certains problèmes, dont celui des *enveloppes*, exigent qu'à une classe de variétés, promue par voie sélective dans un R^n, d'après processus indépendant de n, on adjoigne toujours les variétés obtenues en projetant sur cet R^n les variétés de la même classe des R^{n+p} (avec $p > 0$).

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 419, 700, 824.

PHYSIOLOGIE. — *Hibernation « sèche » et hibernation « mouillée » devant la poikilothermie et l'indice chronologique vestibulaire*. Note (*) de M. **Georges Mouriquand**, Mme **Violette Edel** et Mlle **Renée Chighizola**.

Les questions d'hibernation artificielle (ou plus exactement de « refroidissement profond des organismes, celui-ci ne reproduisant pas tous les caractères de l'hibernation naturelle), continuent à retenir l'attention des expérimentateurs et cliniciens (chirurgiens surtout). Leurs travaux sont trop nombreux pour les rappeler ici (*voir* bibliographie).

Dans une Note précédente (1) nous avons étudié les rapports de l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (test C. V.) (G. Bourguignon), avec l'hypothermie expérimentale. Précédemment des recherches, concernant la chronaxie neuromusculaire, avaient retenu l'attention de P. Chauchard et Mlle H. Mazoué (2).

En terminant notre Note du 14 janvier 1957 sur l'hypothermie simple (non facteur de chute thermique profonde) nous indiquions qu'il serait intéressant d'étudier les rapports de la poikilothermie avec l'indice chronologique vestibulaire (I. C. V.) ou indice C. V.

Nous avons à ce point de vue comparé chez le Rat et le Pigeon (ce dernier en cours d'étude) l'action de deux types « d'hibernation », l'hibernation « sèche » et l'hibernation « mouillée ».

En ce qui concerne l'action de l'hibernation « sèche » (nous voulons dire sans contact avec un liquide (type eau glacée à 0°), nos résultats ont été exposés dans notre Note précédente.

Cette action, rappelons-le, a été obtenue par l'exposition dans une case du « lactarium » à température de — 17° et hygromètre 40.

La seconde a consisté à placer nos rats classiquement (J. Giaja, etc.) dans un simple bain d'eau glacée à 0° (sans adjonction de moyens « chimiques » hypothermisants).

Chez les rats mis à l'hibernation « sèche » de — 17°, hygrométrie 40, sans contact avec l'eau froide, nous n'avons pas obtenu après (2 h 30 mn, 3 h d'exposition) un passage au stade poikilothermique (la température la plus basse obtenue étant au-dessus de 30°).

Chez ces rats la mesure de l'indice C. V. nous a montré une sensibilité plus grande à ce type d'hibernation que l'indice thermique.

Venant de 10 σ ou 11, l'indice C. V. s'est abaissé suivant les cas à 4, 3 ou 2 σ (jamais à 0 σ).

Une heure après la sortie de la case hypothermique la température et la C. V. étaient revenues à leur niveau de départ sans dépassement notable du point de départ thermique (deux cas, dépassement 1°,2 et 1°) ou C. V. (un cas + 1 σ).

Tous nos rats à l'hibernation « sèche » ont survécu, l'auscultation de leur cœur n'a révélé aucun trouble notable du type arythmique ou bradycardique, pas de dyspnée, peu ou pas de chute pondérale, etc.

Pour certains la gelure de la queue avec gangrène consécutive (rappelant les gelures avec gangrène des extrémités des humains, longtemps exposés au froid sec), a été la seule note « pathologique » fournie par cette hibernation « sèche ».

Au contraire, l'exposition dans le bain d'eau glacée (0°) 6 à 15 mn suivant les cas (type Giaja, etc.) nous a régulièrement permis d'atteindre le stade poikilothermique. Nos prises de température ont été faites à deux niveaux; à 1 cm (premier nombre) et à 6 cm (deuxième nombre) de l'anus.

Action thermique. — Exemples, distinguant les rats ayant survécu au bain glacé et ceux ayant succombé (5 survivants, 5 morts).

Rats survivants : départ (36-38°), sortie du bain 17-22°; départ (36-38°), sortie 12-19°; départ (35-39°), sortie 8-18°; départ (33-36°), sortie 12-18°; départ (35-38°), sortie 13-21°.

Rats non survivants : départ (37,1-38°), sortie du bain 11-17°; départ (35-38°), sortie 9-17°; départ (35,5-38°), sortie 7-15°; départ (34-38°), sortie 10-16°; départ (35-39°), sortie 10-16°.

La mort a été trois fois rapide (avec maintien du coma initial) sans effort thermo-homéostatique notable pour la récupération de la température de départ, et deux fois tardive 1 h 30 mn et 2 h après le bain (mort brusque).

Action sur le test C. V. — Tous nos rats sans exception, à la sortie du bain glacé ont fait une chute de la C. V. à 0 σ (ayant au départ une C. V. de 9, 10 ou 12 σ) valeur, nous l'avons vu, jamais atteinte avec l'hibernation « sèche » à — 17°.

La C. V. a eu chez les survivants non seulement tendance à la récupération du niveau de départ, mais dans tous nos cas l'a dépassée vers la 2e, 3e et 4e heure (suivant les cas de 1, 2, 2, 4 σ) avec retour à la C. V. normale au bout de 24 h environ.

Il s'agit là pour la C. V. d'une sorte de rythme « pendulaire », tel qu'on peut l'observer dans certains cas au point de vue thermique. Plus l'abaissement C. V. est profond, plus elle tend au bout d'un certain temps non seulement à revenir à son point de départ mais à le dépasser. Le fait a été constant, chez les survivants, lorsque le stade poikilothermique a été atteint.

Exemples. — Chez les survivants : C. V. départ 10 σ, sortie du bain 0 σ (jusqu'à 45 mn), après 48 h 11 σ + 1 σ;

C. V. : départ 12 σ, sortie 0 σ (coma guéri par l'eau chaude), après 2 h 30 mn : 16 σ + 4 σ;

C. V. : départ 10 σ, sortie 0 σ jusqu'à 40 mn, après 2 h 40 à 12 σ + 2 σ;

C. V. : départ 10 σ, sortie 0 σ, puis montée progressive, 3 h après 12 σ + 2 σ;

C. V. : départ 9 σ, sortie 0 σ jusqu'à 60 mn, 4 h après 11 σ + 2 σ.

Chez les rats n'ayant pas survécu, nous avons observé une faible tendance ou une absence de tendance au relèvement C. V. (avec coma, bradycardie irrégulière, dyspnée, suppression du réflexe cornéen, etc. chez tous les morts « rapides ».

Le comportement a été un peu différent en cas de *mort* « *tardive* » brusque après 1 h 30 mn-2 h).

Exemples. — *Rat* 195 g (bain glacé 15 mn) température départ : (37,1-38°), sortie 11-17°, après 15 mn 14-16°, après 30 mn 19-21°.

C. V. : départ 10 σ, sortie 0 σ jusqu'à 35 mn, s'élèvera à 2 σ à 40 mn.

Mort subite : 1 h après la sortie du bain.

Rat 200 g (bain 15 mn) : départ (35-38°), sortie : 9-17°, à 45 mn 19-21°.

C. V. : départ 9 σ; sortie 0 σ, jusqu'à 23 mn, puis effort de relèvement 5 σ à 30 mn, 6 σ à 45 mn, reprend ensuite apparemment son activité physique, bon pronostic probable, mais *mort brusque* cliniquement imprévue au bout de 2 h, malgré réchauffement.

L'absence de relèvement thermique ou C. V. semble pouvoir, dans certains cas, faire pronostiquer une mort même tardive.

Ainsi s'est opposée chez nos rats l'action d'une hibernation artificielle, « sèche » (— 17°, hygrométrie 40); à celle d'une « hibernation mouillée » (bain d'eau glacée à 0°).

La première a été réalisée sans obtention du stade poikilothermique avec chute moyenne de la C. V., sans mort des animaux avec gelures et gangrène de la queue chez certains, après une exposition hypothermique de 2 h 30 mn ou 3 h.

L'hibernation dans l'eau glacée beaucoup plus courte (de 6 à 20 mn suivant les cas) s'est accompagnée dans la moitié des cas (5 sur 10)

d'une mort rapide (coma ininterrompu ou retardé, mort brusque après 1 h 30 mn ou 2 h).

Dans tous ces cas le stade poikilothermique a été atteint avec régulièrement chute de la C. V. à 0 σ.

Un effort d'homéostasie thermique ou chronaxique notable n'a été observé que chez les seuls candidats à la survie.

Chez ces derniers par une sorte de rythme pendulaire (« pendule chronaxique ») la C. V. a dépassé dans tous les cas son niveau de départ (fait plus rare dans nos cas au point de vue thermique).

On sait que cliniquement les faits humains, en particulier ceux fournis par l'alpinisme, les expéditions polaires, etc., opposent, dans l'ensemble eux aussi les effets pathologiques de l'hibernation « sèche » (avec possibilité de survie), sauf trop longue action (cas récents), gelure des extrémités (comme nos rats), au choc pathologique plus profond et rapide de « l'hibernation mouillée » type (noyade en eau froide rapidement mortelle).

Si les circonstances cliniques (rares) le permettaient, comme dans nos cas expérimentaux, l'accouplement du test thermique au test C. V. pourrait, sans doute, permettre (au moins dans une certaine mesure) uni aux examens cliniques (cœur, etc.) de mesurer l'importance et la profondeur du choc hypothermique et de prévoir dans les deux types d'hibernation les possibilités de survie et d'action thérapeutique.

[Nos recherches, en cours, concernant le *Pigeon* montrent que l'animal résistant si bien à l'*hibernation sèche* (*voir* Note du 14 janvier 1957) 19 h à — 17°, traduite surtout par la chute de la C. V. est au contraire d'une grande sensibilité à l'*hibernation* « *mouillée* » (bain à 0°) pouvant entraîner sa mort en 1 h et parfois moins de 30 mn.]

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) G. MOURIQUAND, V. EDEL et R. CHIGHIZOLA, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 284.

(2) *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 75-77.

Outre aux auteurs déjà cités dans notre Note précédente (J. Giaja et coll., Ch. Jaulme et coll., Corabeuf et coll., Malmejac et J. Plane), on pourra se référer aux études expérimentales et bibliographiques suivantes apportant une contribution d'ensemble sur les questions d'hypothermie profonde (hibernation), en particulier : J. GIAJA, *La physiologie de la profonde hypothermie et ses perspectives* (*Revue de Pathologie générale et comparée*, n° 668, mai 1955); CH. KAYSER, *Hibernation et hibernation artificielle* (*ibid.*, p. 704); M. FONTAINE et F. LACHIVER, *Physiologie de l'homéotherme refroidi* (*ibid.*, p. 730); J. SENÈQUE, CL. CHATELIN et P. HUGUENARD, *L'hibernation artificielle chez l'Homme* (*ibid.*, p. 766); H. LABORIT et P. HUGUENARD, *Pratique de l'hibernation en chirurgie et en médecine*, Masson, Paris, 1957, etc.

M. **ABILIO FERNANDES** adresse en hommage à l'Académie une série de tirages à part de ses travaux de Botanique.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale** invite l'Académie à lui présenter une liste de deux ou trois candidats à la Chaire de Radioélectricité générale, vacante au Conservatoire National des Arts et Métiers, par la mort de M. *William Loth.*

(Renvoi à la Section de Physique.)

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale, de la Jeunesse et des Sports** invite l'Académie à lui présenter une liste de deux candidats au poste de Directeur de l'Observatoire de Besançon, en remplacement de M. *René Baillaud,* admis à faire valoir ses droits à la retraite.

(Renvoi à la Division des sciences mathématiques et physiques.)

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte.* Série D, n°s 45, 46;

2° Adolf Haimovici. — O. Mayer. — C. Corduneanu. Une collection de tirages à part de leurs travaux de mathématiques.

Il signale également une série d'Ouvrages polycopiés :

1° Faculté des sciences de Paris. *Séminaire de théories physiques dirigé par M. Louis de Broglie.* 25e année : 1955-1956. — *Séminaire Paul Dubreil et Charles Pisot.* 9e année : 1955-1956. *Algèbre et théorie des nombres.* — *Séminaire Schwartz.* 3e année : 1955-1956. *Problèmes mixtes pour l'équation des ondes.* — *Séminaire Théo Kahan.* 3e année : 1955-1956. *Physique des ondes*;

2° École Normale Supérieure. *Séminaire H. Cartan et C. Chevalley.* 8e année : 1955-1956. *Géométrie algébrique*;

3° Méthodes mathématiques de la Physique. Cours complémentaire (mars-avril-mai 1952). *Compléments divers sur la transformation de Laplace et les équations aux dérivées partielles,* par Maurice Janet;

4° Documentation mathématique. Textes publiés sous la direction de Paul Belgodère. Fascicule 34. *Répertoire des Congrès et Ouvrages collectifs figurant à la Bibliothèque de l'Institut Henri Poincaré (Cabinet du Département des Sciences mathématiques).* Liste dressée par Madeleine Estève.

ALGÈBRE. — *Applications des $\overline{\mathcal{D}}$ représentations à l'étude des homomorphismes des demi-groupes.* Note (*) de M. MARCEL PAUL SCHÜTZENBERGER, présentée par M. Georges Darmois.

La $\overline{\mathcal{D}}$ représentation d'un demi-groupe définie dans une Note antérieure ([1]) dont les notations seront utilisées ici, conduit à des résultats particulièrement simples quand S satisfait la condition J : Tout sous-demi-groupe U_d fermé ([2]) possède des idéaux minimaux à droite et à gauche. J, qui est préservée par les homomorphismes, entraîne, en particulier, $\mathcal{R} \cap \overset{-1}{\mathcal{L}} = \overline{\mathcal{H}}$ et $\mathcal{R}\mathcal{L} \cap \overset{-1}{\mathcal{R}}\overset{-1}{\mathcal{L}} = \overline{\mathcal{D}}$. On désignera respectivement par ∂_D^r, ∂_D^l et $\partial_D^d = \partial_D^r + \partial_D^l$ les homomorphismes de S induits par sa $\overline{\mathcal{D}}$ représentation associée à D sur les demi-groupes de matrices $\{M(s)\}$, $\{N(s)\}$ et $\{M(s) + N(s)\}$ ($+$: la somme directe) et l'on montrera que les ∂ sont étroitement liés aux sous-demi-groupes unitaires définis et étudiés par P. Dubreil ([3]).

PROPOSITION 1. — S *satisfaisant* J *et* θ *étant un homomorphisme de* S *sur* S', *il correspond à toute* $\overline{\mathcal{D}}$ *classe* D' *de* S' *une* $\overline{\mathcal{D}}$ *classe* D *de* S *et des homomorphismes* $\theta'^x (x = d, r, l)$ *tels que* $\partial_{D'}^x \theta = \partial_{D'}^x \theta'^x \partial_D^x$, *qui se réduisent à l'application identique pour les éléments de* $\partial_D^x S$ *n'appartenant pas à* $\partial_D^x D$.

Démonstration. — 1° $\mathcal{R}$ et $\mathcal{L}$ étant compatibles avec les homomorphismes, toute $\overline{\mathfrak{X}}$ classe de S ($\overline{\mathfrak{X}} = \overline{\mathcal{H}}, \overline{\mathcal{R}}, \overline{\mathcal{L}}$ ou $\overline{\mathcal{D}}$) est appliquée par θ dans une $\overline{\mathfrak{X}}$ classe de S'. Soient : $e' = e'^2 \in D'$; $Q_{e'} = \overset{-1}{\theta} e'$, le « noyau » correspondant; $P_{e'} = Q_{e'}^{(-1)} Q_{e'} \cap Q_{e'} Q_{e'}^{(-1)} = \{ \overset{-1}{\theta} s' : s'e' = e's' = e' \}$, la U_d fermeture de celui-ci; D, la $\overline{\mathcal{D}}$ classe de S contenant les idéaux minimaux de $P_{e'}$; $e = e^2 \in Q_{e'} \cap D$. Comme $\theta D \cap D' \neq \emptyset$, on a $\theta D \subset D'$. Montrons que $\theta D = D'$: si s' appartient à la $\overline{\mathcal{R}}$ classe R' de e', il existe $\bar{s}'$ tel que $e's'\bar{s}' = e'$. Donc $e\overset{-1}{\theta} s' \overset{-1}{\theta} \bar{s}' \ni f \in Q_e$ mais puisque D est de type élémentaire et que e' est dans l'idéal minimum de $Q_{e'}$, f appartient à la $\overline{\mathcal{R}}$ classe R de e et l'on a donc $\theta R = R'$. On montrerait de même que $\theta L = L'$ et $\theta K = K'$ pour les $\overline{\mathcal{L}}$ ou les $\overline{\mathcal{H}}$ classes de D. Par conséquent, $\partial_{D'}^x \theta S$ est une image homomorphe de $\partial_D^x S$ car, par exemple, $\partial_D^r s_1 = \partial_D^r s_2$ entraîne $\partial_{D'}^r \theta s_1 = \partial_{D'}^r \theta s_2$ puisque la première égalité signifie que pour tout $i \in I$, l'ensemble d'indices des $\overline{\mathcal{L}}$ classes de D, ou bien $eu^i s_1 = eu^i s_2 \in R$, ou bien $eu^i s_1 \cup eu^i s_2 \in S - R$.

2° Considérons la restriction de ∂_D^x à D. Si D n'est pas régulière ([4]), $\partial_D^x D = 0$; si D est régulière, on peut choisir $\underline{k} = e$ et $u^i = eu^i \in R$. Donc, par exemple, ∂_D^r est un isomorphisme pour R et, plus généralement, ∂_D^x est idempotent. Si, en outre, D est de type élémentaire, $\partial_D^x S$ admet un seul idéal minimum différent de o qui est précisément $o \cup \partial_D^x D$. Par conséquent, toute application θ' de $\partial_D^x S$ qui est un homomorphisme pour $\partial_D^x D$ et l'application identique en dehors de cet ensemble est un homomorphisme de $\partial_D^x S$.

3° Enfin, $\theta'\partial_D^x = \partial_D^x$ si θ' est un homomorphisme de $\partial_D^x S$ se réduisant à un isomorphisme pour $\partial_D^x D$, ce qui achève la démonstration.

Remarque. — Supposons toujours D de type élémentaire. Si s appartient à la $\overline{\mathcal{L}}$ classe $L^{i'}$ de D, $eu^i s \in R$ entraîne que cet élément appartienne à $L^{i'}$ et l'on ne peut donc avoir $\partial_D^r s_1 = \partial_D^r s_2$ pour $s_1, s_2 \in D$ que si $s_1 = v_j \overset{-1}{\varphi}(\alpha_1) u^{i'}$ et $s_2 = v_{j'} \overset{-1}{\varphi}(\alpha_2) u^{i'}$ avec $\tilde{\varphi}(u^i v_j)\alpha_1 = \tilde{\varphi}(u^i v_j)\alpha_2$ pour tout $i \in I$. ∂_D^r ne diffère donc de D que par l'identification des $\overline{\mathcal{R}}$ classes R_j et $R_{j'}$ satisfaisant une relation du type précédent. Il en est de même dualement pour ∂_D^l et les $\overline{\mathcal{L}}$ classes de D et les deux opérations commutent manifestement quand D est de type élémentaire. On écrira selon des notations évidentes $\partial_D^k = \partial_D^r \partial_D^l = \partial_D^l \partial_D^r$.

PROPOSITION 2. — 1° *Soit* S *un demi-groupe quelconque*, $\{P_n\}$ *une famille de demi-groupes* U_{x_n} *fermés de* $S(x_n = r, l, d$ *ou* $k)$, θ *un homomorphisme de* S *sur* S' *tel que les* $P'_n = \theta P_n$ *possèdent des idéaux minimaux à gauche et à droite, et que* $\theta_{s_1} = \theta_{s_2}$ *si, et seulement si,* $s_1 \equiv s_2(P_n)$ *pour tout n* ([5]), *alors* S' *est isomorphe à la somme directe* $\partial S'$ *des représentations* $\partial_{D'_n}^{x_n} S'$ *où* D'_n *est la* $\overline{\mathcal{D}}$ *classe contenant l'idéal minimum de* P'_n.

Réciproquement, soit $S' = \theta S = \partial S'$ *où* ∂ *est de la forme précédente. Soit* E' *l'ensemble des idempotents contenus dans* $\bigcup_n D'_n$, *alors,* θ *est tel que* $\theta s_1 = \theta s_2$ *si et seulement si,* $s_1 \equiv s_2(T_{e'})$ *pour tout* $T_{e'}(e' \in E')$ *où* $T_{e'}$ *est indifféremment le noyau de e' ou la* U_d *fermeture de celui-ci.*

Démonstration. — 1° Puisque $\overset{-1}{\theta} P'_n = P_n$, tout homomorphisme θ' de S' tel que $\theta' s'_1 = \theta' s'_2$ si, et seulement si, $s'_1 \equiv s'_2(P'_n)$ pour tout n est un isomorphisme de S'. Donc les P'_n sont U_{x_n} fermés en même temps que les P_n. Soit $s'_1 \not\equiv s'_2$; par hypothèse, il existe un P'_n tel que, par exemple, $y' s'_1 z' = p' \in P'$ et $y' s'_2 z' = q' \notin P'$. Choisissons un idempotent $C' \neq 0$ dans l'idéal minimum de $P'_n \subset D'_n$.

(r) si $x_n = r$, $q' \notin P'$ entraîne $e' q' \notin P'$ et comme $e' y'$ et $e' p'$ appartiennent à la $\overline{\mathcal{R}}$ classe de e', on a $\partial_{D'_n}^r s'_1 \neq \partial_{D'_n}^r s'_2$;

(l) si $x_n = l$, on applique le même raisonnement en multipliant à droite par e' et $\partial_{D'_n}^l s'_1 \neq \partial_{D'_n}^l s'_2$; (d) : si $x_n = d$, (r) *ou* (l) sont vrais ; (k) : si $x_n = k$, (r) *et* (l) sont vrais.

2° On a encore $s_1 \equiv s_2(T)$ si, et seulement si, $\theta s_1 \equiv \theta s_2(\theta T)$. Supposons donc que $\theta s_1 \neq \theta s_2$. Par hypothèse il existe un idempotent e' tel que par exemple $e' \overline{\mathcal{R}} e' u'^i \theta s_1 = s'_1 \neq s'_2 = e' u'^i \theta s_2$. Ou bien s'_1 et s'_2 appartiennent à la même $\overline{\mathcal{L}}$ classe et sont de la forme $\overset{-1}{\varphi}(\alpha_1) u^{i'} = s'_1$ et $\overset{-1}{\varphi}(\alpha_2) u^{i'} = s'_2$ avec $\alpha_1 \neq \alpha_2$ et alors $s_1 \not\equiv s_2(T_{e'})$. Ou bien ils appartiennent à deux $\overline{\mathcal{L}}$ classes différentes et alors $s_1 \not\equiv s_2(T_{f'})$ où f' est un idempotent de l'une de ces classes.

(*) Séance du 8 avril 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1994.

(²) Rappelons que $X^{(-1)}Y = \{s : Xs \cap Y \neq \emptyset\}$. Un sous-demi-groupe P est U_d fermé si $P^{(-1)}P \cap PP^{(-1)} \subset P$; U_r fermé (« unitaire à gauche ») si $P^{(-1)}P \subset P$; U_l fermé (« unitaire à droite ») si $PP^{(-1)} \subset P$; U_k fermé si $P^{(-1)}P \cup PP^{(-1)} \subset P$.

(³) *Rend. Circ. Palermo.*, 81, 1951, p. 289-306.

(⁴) D. D. Miller et A. H. Clifford, *Trans. Amer. Math. Soc*, 82, 1956, p. 270-280.

(⁵) On pose après Mme Teissier (⁶) qui a étudié cette congruence : $s_1 \equiv s_2(P)$ si, et seulement si, pour tout $y, z \in S$, $ys_1z \in A$ entraîne $ys_2z \in P$ et réciproquement.

(⁶) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1987.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Un critère de finitude pour les fonctions sous-additives.* Note (*) de M. **Solomon Marcus**, présentée par M. Paul Montel.

En utilisant un théorème de E. Hille et M. Zorn et certains résultats de S. Piccard sur les ensembles de sommes, on obtient un critère de finitude pour les fonctions sous-additives, plus puissant que celui donné en (¹).

Un ensemble réel E est un semi-groupe s'il est additif et s'il possède un élément non nul dans chaque voisinage de l'origine. Soit $f(x)$ réelle, définie sur un semi-groupe E. On dit que $f(x)$ est sous-additive si, pour $x \in E, y \in E$, on a $f(x+y) \leq f(x) + f(y)$. C'est à cause du rôle principal joué par l'origine dans les propriétés des fonctions sous-additives, qu'on les étudie sur un semi-groupe. En outre, il est préférable que ce semi-groupe soit ouvert. E. Hille et M. Zorn ont montré (²) qu'on a sur l'axe réel seulement trois semi-groupes ouverts : $(-\infty, 0)$, $(0, \infty)$ et $(-\infty, \infty)$. Dans ce qui suit, pour faire un choix, nous considérons des fonctions sous-additives sur $(0, \infty)$. Pour chaque ensemble X, on désigne par S(X) l'ensemble des sommes $x+y$, où $x \in X, y \in Y$. On désigne par $S^n(X)$ l'ensemble $S(S^{n-1}(X))$, où $S^0(X) = X$.

Lemme. — *Soit* $E \subset (0, \infty)$. *S'il existe un* N *tel que, pour chaque n entier positif* $\geq N$, *l'ensemble* $(0, 1/n) \cap S(E)$ *contienne un intervalle, alors chaque* $x \in (0, \infty)$ *est une somme finie d'éléments de* E.

Démonstration. — Admettons, pour simplifier, que l'on ait $N = 1$.

D'après l'hypothèse, il existe un intervalle $I_n \subset (0, 1/n) \cap S(E)$. Posons $G = \bigcup_{n=1}^{\infty} I_n$. On a $G \subset S(E)$. G étant ouvert, S(G) est aussi ouvert (³). Il en résulte que, pour chaque n entier positif, $S^n(G)$ est ouvert, donc $\Gamma = \bigcup_{n=1}^{\infty} S^n(G)$ est aussi ouvert. Soit $x \in \Gamma$, $y \in \Gamma$, Il existe deux entiers positifs p et r, tels que $x \in S^p(G)$, $y \in S^r(G)$. Donc x (resp. y) est somme de 2^p (resp. 2^r) éléments de G; on a $x+y \in S^{p+r}(G)$, d'où $x+y \in \Gamma$. On a établi ainsi que Γ est additif et ouvert. D'autre part, Γ a l'origine comme point d'accumulation, parce

que G jouit de cette propriété. Donc Γ est un semi-groupe ouvert. D'après le théorème de Hille et Zorn ([2]) et tenant compte que $\Gamma \subset (0, \infty)$, on a $\Gamma = (0, \infty)$. Soit maintenant $x \in (0, \infty)$. On a $x \in \Gamma$, donc il existe un n tel que $G \subset S(E)$. Puisque $G \subset S(E)$, x est une somme de 2.2^n éléments au plus de E.

Remarque 1. — Dans le lemme ci-dessus, E peut être, en particulier : 1° un ensemble tel que pour chaque $n \geq N$, $(0, 1/n) \cap E$ soit de mesure positive ([4]); 2° un ensemble tel que pour chaque $n \geq N$, $(0, 1/n) \cap E$ soit de deuxième catégorie de Baire et jouisse de la propriété de Baire ([5]); 3° un ensemble parfait de première espèce, construit sur un intervalle $(0, \alpha)$, où $\alpha > 0$ ([6]).

Remarque 2. — Il existe des ensembles E dont S(E) contient un intervalle, tandis que D(E), l'ensemble des distances de E, n'en contient aucun ([7]).

Remarque 3. — Vu la remarque 1, le lemme ci-dessus généralise le théorème 2.3.2. de ([1]).

Théorème (Critère de finitude pour les fonctions sous-additives). — *Soit $f(x)$ réelle, définie et sous-additive sur $(0, \infty)$. Soit* E *tel qu'il existe un* N *jouissant de la propriété que, pour chaque $n \geq N$, $(0, 1/n) \cap S(E)$ contienne un intervalle. Si $f(x) < \infty$ pour $x \in E$, alors $f(x) < \infty$ pour $x \in (0, \infty)$. Si, en outre, il existe, un $x_0 > 0$ tel que $f(x) > -\infty$, alors $f(x)$ est finie sur $(0, \infty)$.*

Démonstration. — Soit $x \in (0, \infty)$. D'après le lemme, on a $x = \sum_{i=1}^{n_x} x_i$, où $x_i \in E$, $f(x)$ étant sous-additive, on a $f(x) \leq \sum_{i=1}^{n_x} f(x_i)$ et, compte tenu que $f(x_i) < \infty$ pour $1 \leq i \leq n_x$, on a $f(x) < \infty$. Il est aisé de voir que si l'on avait un x_0 tel que $f(x_0) = -\infty$, alors on aurait, pour tout $x \in (0, \infty)$, $f(x) = -\infty$.

En prenant pour E dans le théorème ci-dessus, un ensemble A tel que $(0, 1/n) \cap A$ soit dense dans $(0, 1/n)$ et de mesure positive pour tout $n \leq N$, on obtient un résultat de ([1]). Comme le montre le théorème ci-dessus, l'hypothèse que A soit dense dans $(0, 1/n)$ est superflue. E peut être aussi de l'un quelconque des types considérés dans la remarque 1.

(*) Séance du 15 avril 1957.

([1]) A. R. Rosenbaum, *Duke Math. J.*, 17, 1950, p. 236.

([2]) E. Hille-M. Zorn, *Ann. Math.*, 44, 1943, p. 557.

([3]) S. Piccard, *Sur des ensembles parfaits*, Paris, 1942, p. 178.

([4]) S. Piccard, *loc. cit.*, p. 187.

([5]) S. Piccard, *loc. cit.*, p. 188.

([6]) S. Piccard, *loc. cit.*, p. 181.

([7]) S. Piccard, *loc. cit.*, p. 176.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Diffusion saline en conduite à partir d'une injection quasi-ponctuelle au centre*. Note (*) de MM. **Jacques Bonnin**, **Henry Dumas** et **Roger Lièvre**, transmise par M. Henri Villat.

Les caractéristiques des fluctuations de concentration du régime permanent sont exposées. On examine ensuite quels sont les facteurs qui agissent sur la distribution de concentration.

Un débit constant de saumure est introduit par la tubulure à l'intérieur de la conduite où circule de l'eau naturelle. Pendant le régime permanent, bien que les débits d'écoulement en conduite et dans la tubulure d'injection soient constants, il se produit des fluctuations de concentration locale moyenne, qui sont entraînées avec le mouvement moyen du fluide. Ces fluctuations n'ont pas une périodicité régulière, cependant il apparaît sur les enregistrements que leur période spatiale est, la plupart du temps, comprise entre 30 à 60 diamètres de conduite, ceci aussi bien sur la conduite de 250 mm que sur celle de 50 mm.

A 120 diamètres, leur amplitude relative autour de la valeur moyenne est de l'ordre de 1 à 4 % pour l'injection au centre, elle augmente avec la vitesse d'écoulement en conduite. Cette amplitude semble dépendre du mode d'injection. En effet, les systèmes d'injection par quatre tubulures, soit à la paroi de la conduite, soit réparties dans la section, donnent des amplitudes dont la valeur est la moitié des précédentes. Au fur et à mesure de leur progression ces amplitudes diminuent; on peut calculer leur amortissement au moyen d'une équation établie par G. I. Taylor (1), en les assimilant à une onde sinusoïdale.

L'amortissement est exponentiel et la distance des parcours L/d nécessaire pour diviser l'amplitude par 2 vaut :

$$\frac{L}{d}=\frac{n}{300}\left(\frac{l}{d}\right)^2 \qquad \left(n=\frac{\text{vitesse moyenne}}{\text{vitesse de frottement}}\right),$$

l/d étant la période spatiale des fluctuations, en nombre de diamètres. A cause de ces fluctuations, il faut réaliser des prélèvements d'une certaine durée (3 mn) pour obtenir la valeur de la concentration en un point d'une section.

Une partie des essais relative à l'injection par une tubulure centrale a été faite au moyen d'une tubulure verticale représentée sur la figure 1. Suivant les débits en conduite, on observe différentes distributions de concentration (*fig.* 2). Ces résultats, ainsi que tous les suivants, concernent une section située à 37 diamètres du point d'injection.

Aux faibles vitesses d'écoulement, la pesanteur entraîne la saumure vers

le fond de la conduite, aux vitesses élevées, l'aspiration du sillage entraîne la saumure vers le haut.

Nous avons étudié systématiquement, sur la conduite de 250 mm, l'effet de la pesanteur en faisant varier la concentration de la saumure injectée (masse spécifique ρ de 1,012 à 1,1), le diamètre de la tubulure

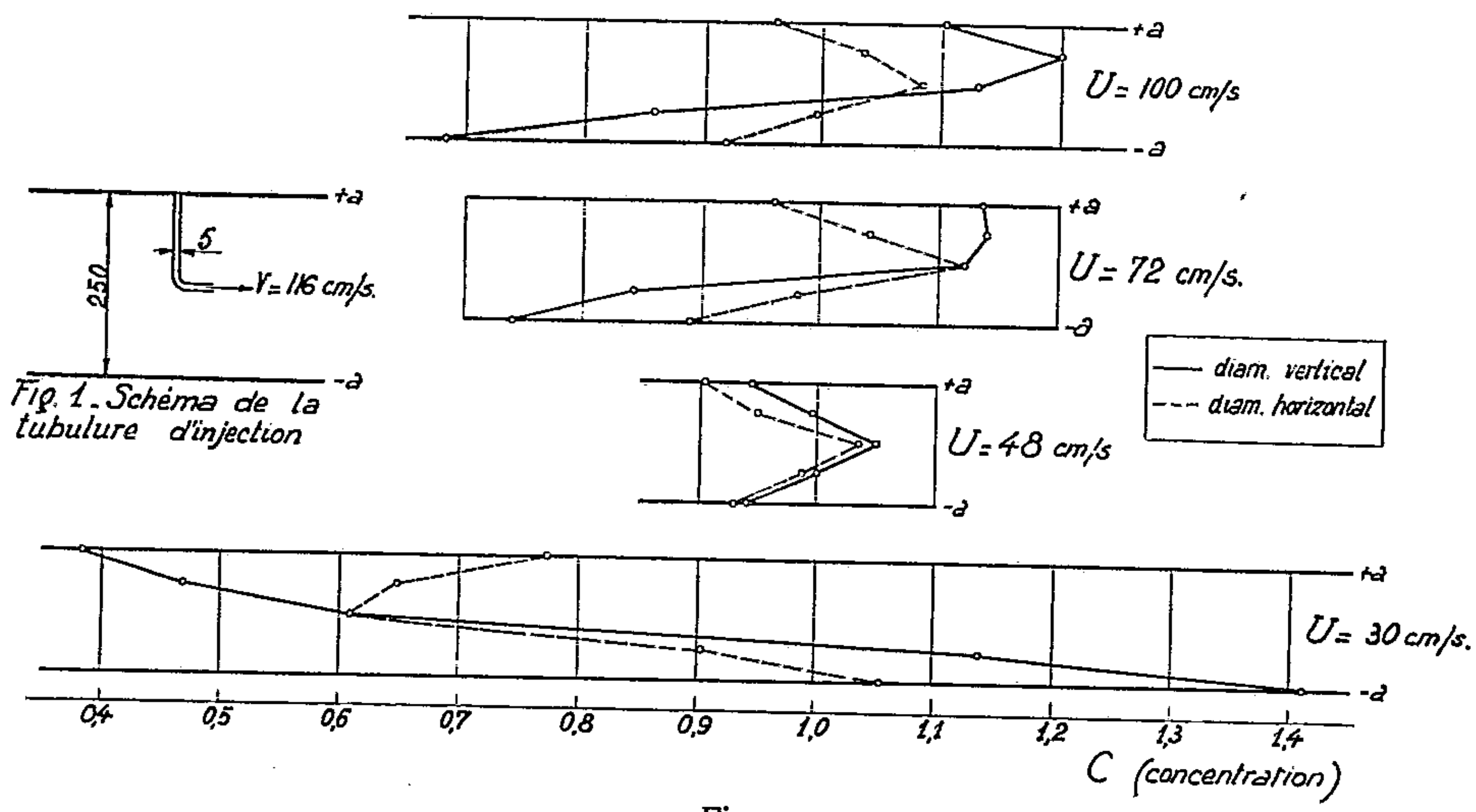


Fig. 2.

(5 et 8 mm) et la vitesse du jet (300, 100 et 45 cm/s). Nous caractérisons l'effet de la pesanteur sur la dissymétrie du jet, par l'écart diamétral $E = C(+a) - C(-a)$ entre les points haut et bas de la conduite, observé à 37 diamètres du point d'injection; on peut le représenter par la formule

$$E = -140\left(\frac{\rho - \rho_0}{\rho}\,\frac{gd}{U^2}\right)^{\frac{3}{4}}\left(\frac{D}{d}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{V}{U}\right)^{\frac{1}{2}} R^{0{,}043}$$

pour un nombre de Reynolds compris entre 50 000 et 200 000 avec les notations suivantes :

ρ, ρ_0, masses spécifiques de la saumure et de l'eau;
d, diamètre de conduite;
D, diamètre de tubulure;
U, vitesse moyenne en conduite;
V, vitesse moyenne d'injection;
R, nombre de Reynolds $= Ud/\nu$.

On aura une idée de l'importance de l'aspiration du jet par le sillage de la tubulure, au moyen de la figure 3.

Lorsque les deux effets précédents se compensent assez exactement, on obtient une distribution qui est sensiblement de révolution (*fig.* 4).

La figure 4 *a* représente un cas où il n'y a pas de jet proprement dit, la vitesse d'injection (V = 116 cm/s) étant du même ordre que la vitesse au centre de la conduite (U = 100 cm). L'écart de concentration entre le

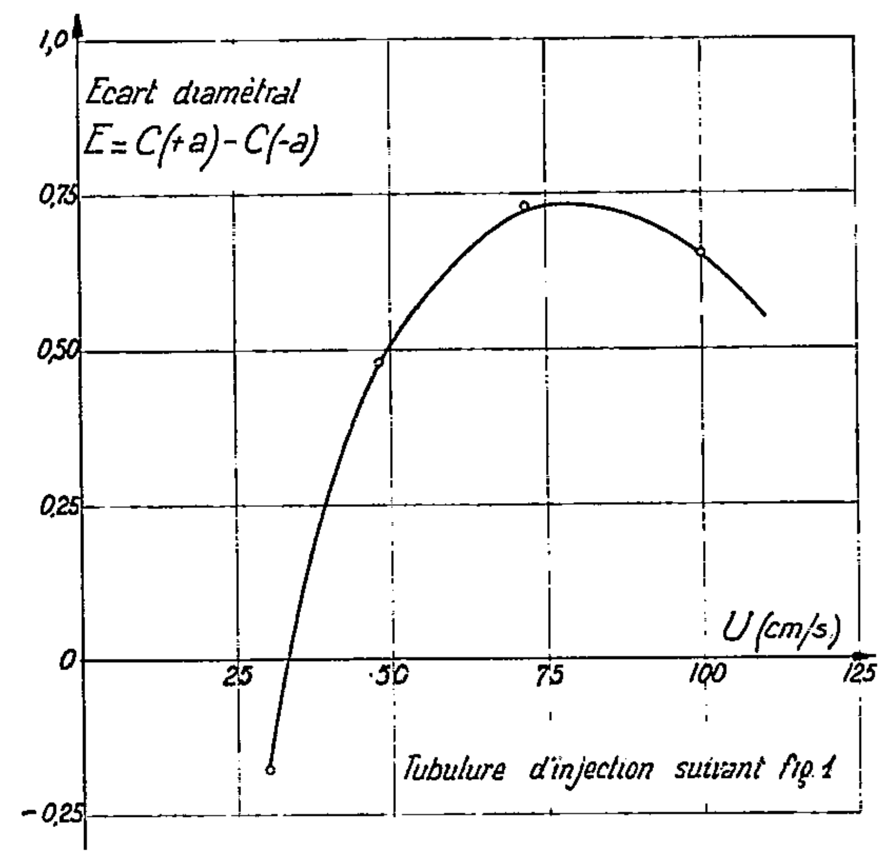
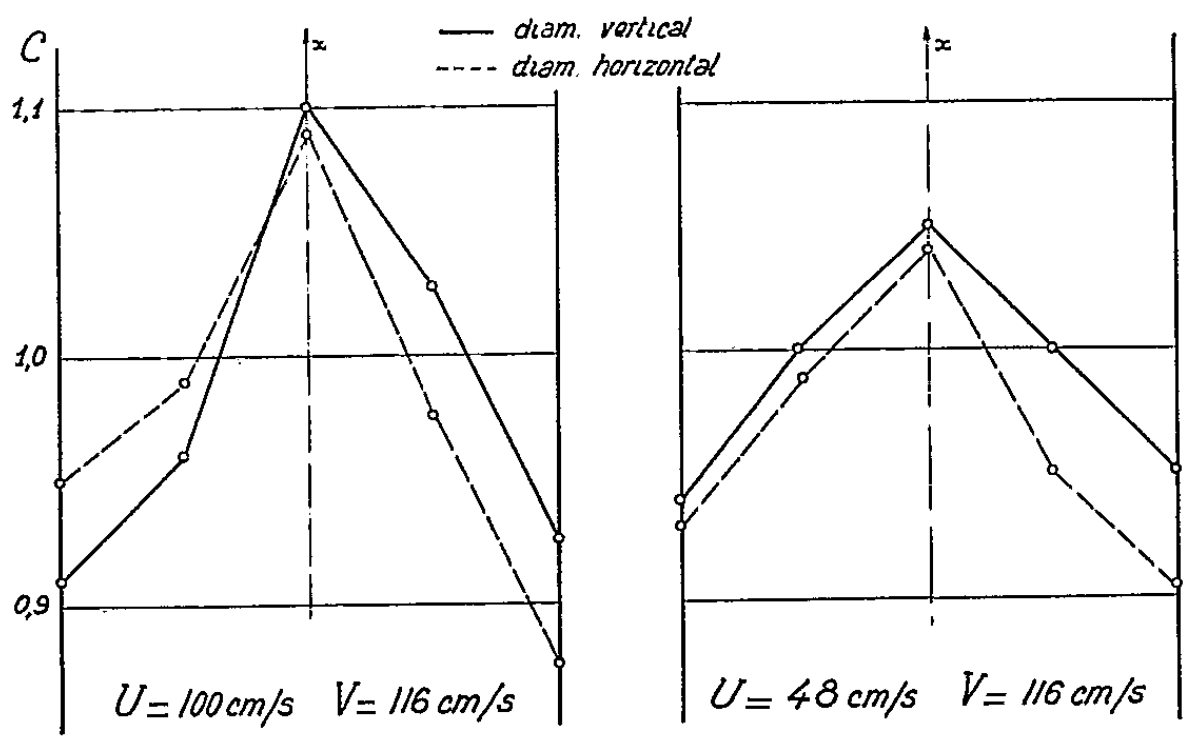


Fig. 3

centre et la paroi de la conduite, rapporté à la concentration moyenne, est de 0,18; le calcul suivant la relation (10), d'une Note précédente ([2]) fournit une valeur du même ordre : 0,23.



. *Injection par tubulure centrale*.

Fig. 4 *a*. Fig. 4 *b*.

Par contre, dans le cas d'une vitesse de jet (V = 116 cm/s) plus élevée que la vitesse en conduite (U = 48 cm/s) (*fig.* 4 *b*) l'écart radial est plus

faible : 0,113. Il y a tout lieu de croire que cette amélioration du mélange est due à l'efficacité du jet.

(*) Séance du 15 avril 1957.
(1) *Proc. Roy. Soc. London* (A), 223, 1954, p. 446.
(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1453 et 1611.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Application de la théorie de la couche limite laminaire à l'étude des oscillations amorties d'une sphère dans un fluide visqueux.* Note (*) de Mlle **Claire Clarion**, transmise par M. Joseph Pérès.

Nous avons exposé dans une Note précédente (1) les résultats d'une étude théorique et expérimentale de l'amortissement du mouvement oscillatoire rectiligne d'une sphère suspendue élastiquement au sein d'un fluide visqueux. L'étude théorique a été effectuée à partir des équations de Navier dans lesquelles on néglige les termes linéaires; l'intégration en est effectuée dans la totalité de la masse fluide d'étendue illimitée, avec la condition que le fluide à l'infini demeure toujours au repos. Elle conduit grâce à l'introduction d'un paramètre de similitude à une expression des forces agissant sur la sphère qui est en excellent accord avec l'expérience.

Un cas similaire de mouvement a été traité par divers auteurs (2) pour le cylindre indéfini, le plan du mouvement oscillatoire étant un plan de section droite. Ces Auteurs ont admis qu'il s'agissait d'un mouvement à couche limite laminaire. La fonction de courant prédit dans ces conditions l'existence d'un écoulement stationnaire à l'extérieur de la couche limite.

La présente Note résume les résultats principaux d'une étude semblable relative à la sphère : les équations de Navier sont intégrées en tenant compte des termes non linéaires; à l'extérieur de la couche limite le fluide est supposé parfait.

Les équations du mouvement, dans la couche limite d'une sphère de rayon R, animée parallèlement à l'axe OX d'un mouvement oscillatoire de pulsation ω et d'amplitude U_∞, au sein d'un fluide visqueux défini par sa masse spécifique ρ et son coefficient de viscosité cinématique ν s'écrivent

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} + v\frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \left(\frac{1}{R+y} + \frac{1}{r}\frac{\partial r}{\partial y}\right)\frac{\partial u}{\partial y}\right],$$
$$\frac{\partial}{\partial x}(ru) + \frac{\partial}{\partial y}(rv) = 0,$$

avec les conditions aux limites

$$y = 0 : \quad u = v = 0; \qquad y = \infty : \quad u = U(x, t),$$

où r désigne la distance à l'axe de révolution OX et où u et v sont les compo-

santes de la vitesse dans un système orthogonal de coordonnées curvilignes x et y lié à la sphère, x désignant l'arc mesuré le long du cercle méridien et y la distance à ce cercle.

$U(x, t) = U_0(x)\, e^{i\omega t}$ désigne la vitesse à l'extérieur de la couche limite.

On a

$$U_0 = \frac{3}{2} U_\infty \sin\left(\frac{x}{R}\right).$$

La pression p est donnée par l'équation d'Euler

$$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial x}.$$

Ces équations peuvent être intégrées, en utilisant une méthode d'approximations successives, valable lorsque l'amplitude des oscillations est faible par rapport au rayon de la sphère.

On pose

$$u(x, y, t) = u_0(x, y, t) + u_1(x, y, t).$$

La première approximation u_0 satisfait l'équation

$$\frac{\partial u_0}{\partial t} - \nu\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} = \frac{\partial U}{\partial t},$$

avec les conditions aux limites

$$y = 0: \quad u_0 = 0; \qquad y = \infty: \quad u_0 = U(x, t).$$

La deuxième approximation u_1 satisfait l'équation

$$\frac{\partial u_1}{\partial t} - \nu\frac{\partial^2 u_1}{\partial y^2} = U\frac{\partial U}{\partial x} - u_0\frac{\partial u_0}{\partial x} - v_0\frac{\partial u_0}{\partial y}$$

avec les conditions aux limites

$$y = 0: \quad u_1 = 0; \qquad y = \infty: \quad u_1 = 0.$$

La fonction de Stokes Ψ a pour expression dans un système d'axes fixes avec la variable sans dimension $\eta = y\sqrt{\omega/\nu}$:

$$\Psi = r\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_\infty \sin\left(\frac{x}{R}\right)\eta\, e^{i\omega t}$$
$$- \frac{3}{2} r\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_\infty \sin\left(\frac{x}{R}\right)\zeta_0(\eta)\, e^{i\omega t} - \frac{9}{4}\frac{r}{\omega R}\sqrt{\frac{\nu}{\omega}}\, U_\infty^2 \sin\left(\frac{x}{R}\right)\cos\left(\frac{x}{R}\right)\left[\zeta_a(\eta)\, e^{2i\omega t} + \zeta_b(\eta)\right]$$

où

$$\zeta_0(\eta) = \eta + \frac{1}{\left(\frac{1+i}{\sqrt{2}}\right) + \frac{3}{2}\left(R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)^{-1}}\left[e^{-\left[\frac{1+i}{\sqrt{2}} + \frac{3}{2}\left(R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)^{-1}\right]\eta} - 1\right];$$

$$\zeta_a(\eta) = \frac{9}{8}(1+i)\, e^{-(1+i)\eta} - \frac{1+i}{\sqrt{2}}\, e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta} - \frac{1+i}{8\sqrt{2}}\, e^{-\sqrt{2}(1+i)\eta} + i\eta\, e^{-\frac{1+i}{\sqrt{2}}\eta} - \frac{9\sqrt{2}-9}{8\sqrt{2}}(1+i);$$

$$\zeta_b(\eta) = -\frac{1}{4\sqrt{2}}\, e^{-\sqrt{2}\eta} - \frac{\sqrt{2}}{2}\, e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}}\left(3\sin\frac{\eta}{\sqrt{2}} + 5\cos\frac{\eta}{\sqrt{2}}\right) - \eta\sin\frac{\eta}{\sqrt{2}}\, e^{-\frac{\eta}{\sqrt{2}}} - \frac{5}{4}\eta + \frac{21}{4\sqrt{2}}.$$

On tire sans peine de Ψ l'expression des composantes de la vitesse. On calcule la force de frottement F_f et la force de pression F_p agissant sur la sphère, à partir de l'expression de u.

On a

$$F_f = -\frac{3}{\sqrt{2}\left(R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)}\rho V \frac{d^2X}{dt^2} - \left(\frac{3}{\sqrt{2}\,R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}} + \frac{9}{2\left(R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)^2}\right)\rho V \omega \frac{dX}{dt},$$

$$F_p = -\left(\frac{1}{2} + \frac{3}{2\sqrt{2}\,R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}}\right)\rho V \frac{d^2X}{dt^2} - \left(\frac{3}{2\sqrt{2}\,R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}} - \frac{9}{8\left(R\sqrt{\frac{\omega}{\nu}}\right)^2}\right)\rho V \omega \frac{dX}{dt},$$

où V désigne le volume de la sphère, d'où l'on déduit les expressions de la masse hydrodynamique et du coefficient de frottement f_1 en faisant apparaître le paramètre de similitude $\mathcal{V} = R^2 \omega_p/\nu$:

$$M' = \rho V \left(\frac{1}{2} + \frac{9}{2\sqrt{2}}\mathcal{V}^{-\frac{1}{2}}\right),$$

$$f_1 = \frac{9}{2\sqrt{2}}\rho V \omega_p \left(\mathcal{V}^{-\frac{1}{2}} + \frac{3}{4}\sqrt{2}\,\mathcal{V}^{-1}\right).$$

Ces expressions coïncident très sensiblement avec celles déjà trouvées dans notre précédente Note. En fait M' est identique, tandis que f_1 diffère par le coefficient du terme en $\mathcal{V}^{-1}$. Cette différence est tout à fait négligeable dans la pratique au moins pour $\mathcal{V} > 100$.

La fonction de courant Ψ prédit un écoulement secondaire stationnaire, à potentiel, à l'extérieur de la couche limite et un écoulement rotationnel dans la couche limite comportant des surfaces de courant fermées.

Des essais sont en cours pour la vérification expérimentale de l'existence d'un tel écoulement secondaire.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1097.

(2) SCHLICHTING, *Phys. Z.*, 33, 1932, p. 327; ANDRADE, *Proc. Roy. Soc.*, A. 134, 1931, p. 445.

ASTRONOMIE. — *Sur l'existence de variations lentes et de faible amplitude de la couleur apparente des étoiles, présentant certaines analogies avec la scintillation chromatique.* Note (*) de M. **PIERRE GUÉRIN**, présentée par M. André Danjon.

De par son principe même, le spectrophotomètre stellaire photoélectrique que nous avons décrit ici antérieurement (1) ne peut fonctionner correctement que si les variations du flux lumineux admis dans le spectroscope affectent à tout instant *de la même façon* les différentes longueurs d'onde.

Cela suppose d'abord qu'on emploie un télescope réflecteur, parfaitement achromatique, et qu'on oriente toujours la fente d'entrée du spectroscope dans un plan vertical, afin que les diverses radiations de l'étoile, dispersées par la réfraction atmosphérique, soient admises par cette fente dans la même proportion. Mais cela suppose également que d'autres effets atmosphériques ne modifient pas la répartition spectrale de la lumière reçue de l'étoile. Parmi ces facteurs, nous pouvons citer :

1. *Les brumes sélectives.* — La loi d'absorption est monotone en fonction de la longueur d'onde et l'absorption croît généralement lorsque la longueur d'onde diminue. Un enregistrement obtenu par temps brumeux montrera donc presque toujours un excès de rouge et un défaut d'ultraviolet par rapport à un enregistrement de la même étoile obtenu par temps clair (²) : il en résulte que les déviations dans la région médiane du spectre ne seront pas modifiées. Si maintenant, l'absorption par la brume varie au cours d'un même enregistrement, celui-ci montrera des fluctuations lentes, *sauf* dans la région médiane du spectre. Un tel effet est sans doute à l'origine des incertitudes dans la détermination des gradients relatifs à partir d'un seul couple d'enregistrements.

2. *Les variations du coefficient de diffusion Rayleigh.* — Si de telles variations ont lieu au cours d'un enregistrement, elles se traduiront par des effets analogues à ceux que produisent les brumes sélectives.

3. *La scintillation chromatique.* — Les variations d'intensité spectrale produites par la scintillation chromatique n'obéissent pas à une loi monotone en fonction de la longueur d'onde, une ou plusieurs couleurs pouvant être renforcées à tout instant au détriment des autres. En général, ces renforcements et ces affaiblissements se propagent à vitesse rapide le long du spectre, produisant par leur succession l'apparence de larges bandes inclinées sur la direction des raies spectrales lorsqu'on élargit artificiellement le spectre dans le sens des raies, proportionnellement au temps. Ce sont les bandes de Respighi (³). Il semble d'ailleurs que la scintillation chromatique présente à tout instant plusieurs pseudo-périodes. On a signalé le plus souvent des pseudo-périodes courtes (une fraction de seconde), mais des clichés de Zwicky, obtenus au moyen d'un prisme-objectif de 45 cm (⁴), montrent avec évidence des pseudo-périodes relativement longues pour les étoiles basses (de l'ordre de 5 à 10 s pour *Canopus*, à 85° du zénith). On sait que l'amplitude du phénomène croît avec la distance zénithale et que cette amplitude est en général très faible pour de petites distances zénithales.

Or, nous n'avons jamais enregistré (⁶) des spectres d'étoiles très basses et d'autre part, la constante de temps de notre logomètre enregistreur est de l'ordre de 2 s. Nous ne pensions donc pas que la scintillation chromatique pourrait perturber le tracé de nos enregistrements. Effectivement,

certaines nuits, lorsque les images sont très mauvaises (mistral), il en est bien ainsi et nos enregistrements ne montrent pas plus de fluctuations que n'en donne le bruit de fond des multiplicateurs. D'autres nuits, au contraire, lorsque les images sont plus piquées, nos enregistrements présentent parfois (même pour des étoiles proches du zénith) des fluctuations d'aspect particulier, évoquant souvent l'apparence de fausses raies spectrales alternativement en absorption et en émission, d'amplitude ne dépassant jamais $\pm$ 5 % de la déviation totale et de largeur correspondant à une durée d'enregistrement de 15 à 25 s. Ces raies ne peuvent s'expliquer ni par le bruit de fond des multiplicateurs, ni par des défauts d'éclairement des photocathodes dus au « foucaultage » du miroir par les lèvres de la fente d'entrée du spectroscope (ces défauts d'éclairement sont supprimés au moyen de lentilles gaufrées placées devant les photocathodes). On ne peut les expliquer non plus par une absorption atmosphérique sélective variable, car on les observe même dans la région médiane du spectre.

Nous avons cherché à mettre directement en évidence ces fluctuations par la photographie. Nous avons utilisé, dans ce but, le petit spectrographe à oscillations de Chalonge, dans lequel le mouvement d'oscillation de la plaque a été remplacé par un mouvement de translation uniforme parallèlement aux raies, à la vitesse de 2 mm/mn. La largeur de la fente a été portée à 0,2 mm, de façon à réduire les fluctuations du flux global admis dans le spectrographe. Malgré cela, les spectres élargis sont fortement striés perpendiculairement aux raies. Nous avons déjà obtenu de cette façon deux spectres de ρ *Leonis* (à 38° du zénith) les 9 et 10 février 1957. Nous les avons enregistrés au microphotomètre dans le sens des raies, pour huit longueurs d'onde différentes (de 3 474 à 5 775 Å), en utilisant une fente beaucoup plus étroite que la largeur des stries. Pour chaque longueur d'onde, nous avons mesuré les intensités dans les sommets et dans les creux d'une quarantaine de stries contiguës. En comparant ces intensités entre elles pour chacune des huit longueurs d'onde considérées, nous avons pu éliminer l'influence des stries et reconstituer les variations lentes de répartition spectrale en fonction du temps : celles-ci se propagent suivant de larges bandes inclinées, plus ou moins régulières, analogues aux bandes de Respighi, distantes entre elles de 300 Å environ, l'intervalle de temps entre deux renforcements consécutifs d'une même longueur d'onde étant voisin de 40 s (d'où il résulte que la durée moyenne d'un renforcement ou d'un affaiblissement est de 20 s). Sur l'un des spectres, le phénomène est peu sensible, mais sur l'autre, il est très apparent (amplitude des fluctuations : $\pm$ 3,5 %) et il offre une belle régularité. Nous devons préciser que l'influence du grain de la plaque a pu être éliminée par lissage des courbes obtenues, en raison du très grand nombre de pointés; d'autre

part, le phénomène constaté ne peut être imputable aux erreurs locales photographiques, la sensibilité variant de façon monotone lorsqu'on se déplace sur une petite surface. Les plaques ont été étalonnées, développées et fixées avec le plus grand soin.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238 1954, p. 1692.

(2) Puisque, sur nos enregistrements, les intensités monochromatiques sont rapportées à l'intensité totale.

(3) MONTIGNY, *Bull. Acad. Roy. Belgique*, 37, 1874, p. 165.

(4) F. ZWICKY, *P. A. S. P.*, 62, 1950, p. 150.

(5) Toutes nos observations ont été faites au foyer Cassegrain du télescope de 81 cm de l'Observatoire de Haute-Provence.

ASTROPHYSIQUE. — *Variation des vitesses radiales de RU Camelopardalis.*

Note (*) de M. **ARMAND H. DELSEMME** et Mme **DELPHINE DELSEMME-JEHOULET**, transmise par M. Pol Swings.

Dix-neuf spectres de l'étoile variable carbonée RU Camelopardalis ont été comparés en vue d'étudier la variation des vitesses radiales au cours du cycle de lumière. La courbe obtenue est discontinue et suggère, comme dans le cas de W Virginis, la présence de deux couches se déplaçant à des vitesses différentes.

L'un des auteurs a, antérieurement, déjà tenté d'étudier la variation des vitesses radiales de RU Camelopardalis, en utilisant 12 spectres pris en 1946 et 1947 (1). Les résultats semblaient partiellement confirmer les mesures antérieures faites par R. F. Sanford (2), qui concluait à une courbe continue de faible amplitude (variations de l'ordre de 20 km/s), les maxima de vitesse d'approche et de récession se présentant aux luminosités moyennes. Cependant, le dédoublement inexpliqué de certaines raies et la dispersion des points obtenus autour de la courbe la plus probable, rendaient désirable un nouvel examen de la question à l'aide d'une part, d'un matériel expérimental plus complet et, d'autre part, d'une technique de mesures différente.

En plus des 12 spectres de 1946 et 1947 (pris par Bidelman, Ledoux et Swings), nous disposons actuellement d'un spectre supplémentaire pris par Bidelman en 1951 et de six spectres pris par D. Jehoulet en 1953.

Les 19 spectres de RU Cam utilisés pour le présent travail ont tous été pris au foyer cassegrain du télescope de 82″ de l'Observatoire Mc Donald, Texas, à l'aide de la chambre G*f*/2; leur dispersion est de 75 Å/mm à H_γ.

Pour se libérer des difficultés d'identification des raies, rencontrées lors de la mesure des 12 premiers spectres, tout en utilisant au maximum cependant les nombreuses raies mêlées non identifiables, nous avons repris l'étude du matériel complet de la façon suivante.

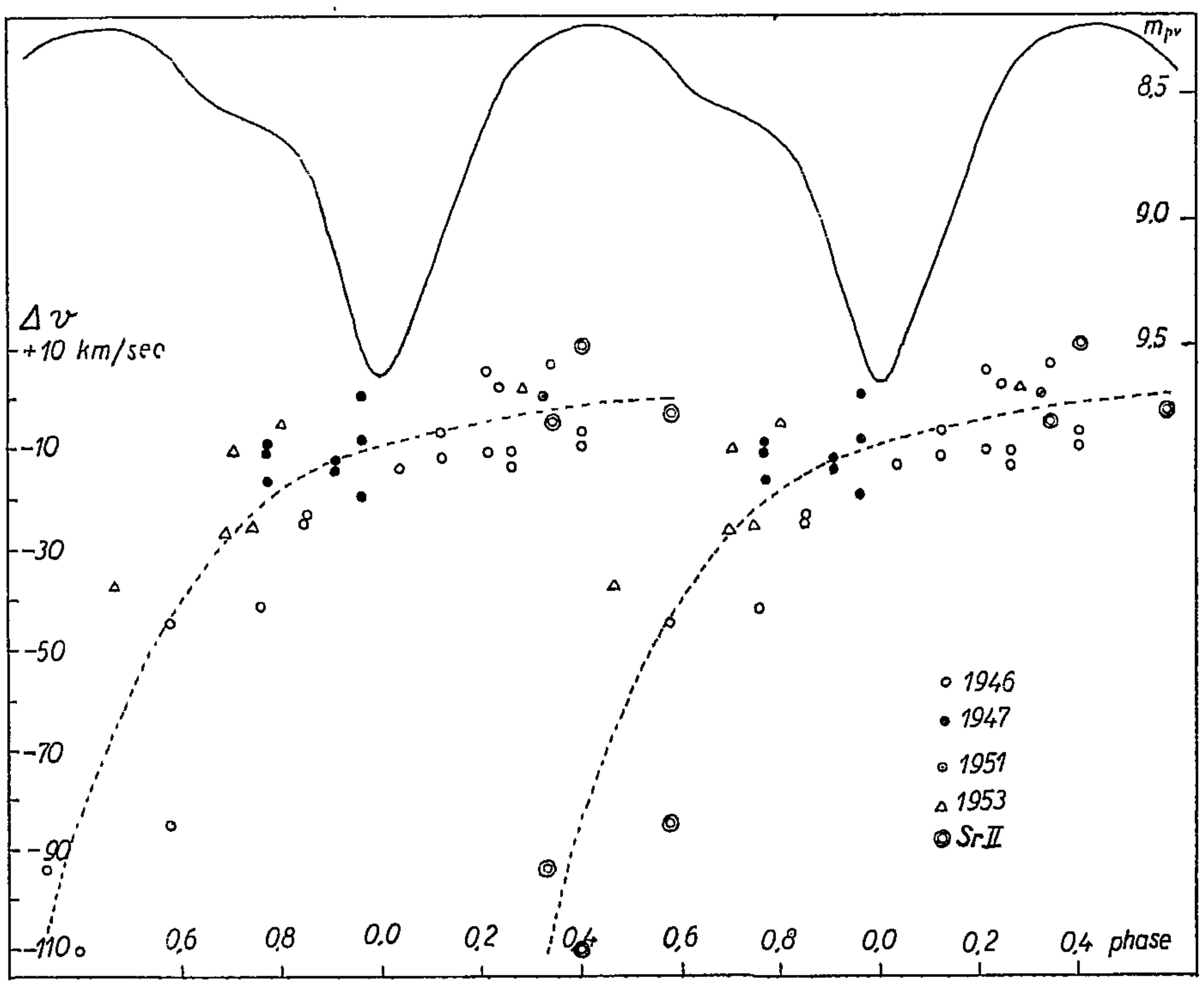
Un spectre correspondant à peu près à la luminosité moyenne de l'étoile a été arbitrairement choisi comme référence. Les 18 autres spectres lui ont été comparés à l'aide du spectrocomparateur de Hartmann de l'Observatoire d'Uccle. Le domaine spectral s'étendant de $\lambda = 3\,900$ Å à $\lambda = 4\,600$ Å a été divisé en une vingtaine d'intervalles où apparaissent des groupes de raies ou de bandes facilement repérables sur la plupart des autres spectres. On a mesuré la différence de position de ces intervalles entre le spectre choisi comme référence et chacun des autres ; pour chaque spectre, la valeur moyenne obtenue sur tous les intervalles mesurés fournit la différence entre sa vitesse radiale et celle du spectre choisi comme référence, sans nécessiter aucune identification de raie. De plus, cette valeur est ainsi obtenue avec une approximation quelque peu meilleure que celle fournie précédemment par mesure et identification de raies individuelles. A titre de contrôle, nous avons repris, dans les anciennes mesures, les quelques raies fines qui se présentent sur tous les spectres à la fois et dont l'identification ne laisse aucun doute. Les vitesses radiales fournies par ces raies ne diffèrent, en moyenne, que d'une dizaine de kilomètres par seconde des déterminations obtenues par la comparaison au spectrocomparateur de Hartmann.

Une fois les vitesses radiales obtenues, il restait à les situer par rapport à la courbe de lumière. Une grosse difficulté s'introduisait du fait de l'instabilité de la période de RU Cam [3], [4] et de la dispersion dans le temps des 19 spectres mesurés (1947 à 1953). Pour la résoudre, nous avons repris les observations visuelles (1946) et photométriques (1947) faites par Ledoux, photographiques (1951-1953) par Whitney, photoélectriques par O. J. Eggen (1948-1949), par F. Lenouvel et D. Jehoulet en 1952, par D. Jehoulet en 1953 et par A. H. Delsemme et D. Delsemme-Jehoulet en 1957. Toutes ces observations ont été réduites en supposant une même période théorique de 22,17 jours tout au long des observations [3] ; la période réelle étant instable, les décalages de phases entre les différents minima observés ont été reportés sur un diagramme, ce qui a permis par interpolation la détermination correcte de la phase de la courbe de lumière à la date de chacun des spectres.

La figure ci-dessous résume les résultats obtenus. Les trois spectres pris au maximum de lumière présentant un net dédoublement de la raie de SrII ($\lambda = 4\,077$ Å) [1], la position des deux composantes a été mesurée avec soin et reportée sur le diagramme.

L'interprétation de la figure ci-dessus semble malaisée dans le cas de la pulsation classique d'une céphéide. En effet, sans tenir compte des mesures sur SrII dédoublé et malgré la dispersion relativement grande des points reportés, l'allure générale conduit à dessiner une courbe de vitesses radiales présentant une nette discontinuité au voisinage du

maximum de lumière. De plus, le dédoublement et sa coïncidence avec la discontinuité ne deviennent explicables que si l'on admet l'existence simultanée de deux couches absorbantes se déplaçant à des vitesses radiales différant d'une centaine de kilomètres par seconde. Il ne nous a pas été possible de mesurer avec une précision suffisante les vitesses radiales des



raies d'émission de l'hydrogène (se présentant entre les phases 0,2 et 0,3 environ) et du Ca^+ (entre les phases 0,3 et 0,7 environ) ([5]). Il faut toutefois souligner que la fine émission apparaissant dans la large absorption due à la raie K du Ca^+ est déplacée de l'ordre de 100 km/s vers le violet, par rapport au centre de l'absorption.

En se basant sur d'autres caractéristiques de RU Cam, Mrs Gaposchkin ([3]) et D. Jehoulet ([1]), ([5]) l'avaient déjà antérieurement classée comme céphéide de type W Virginis. Or, l'étude actuelle montre que RU Cam se comporte exactement comme W Virginis du point de vue vitesses radiales ([6]). Ces deux étoiles font donc bien partie d'une classe spéciale d'étoiles variables, présentant des caractéristiques essentiellement différentes des céphéides classiques.

(*) Séance du 8 avril 1957.

([1]) D. Jehoulet, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 663.

([2]) *Ap. J.*, 68, 1928, p. 408.

([3]) Mrs GAPOSCHKIN, *Harvard Coll. Obs. Bull.*, n° 915, 1941, p. 10.
([4]) F. LENOUVEL et D. JEHOULET, *Ann. d'Aph.*, 16, 1953, p. 139.
([5]) *Bull. Acad. Roy. Sc. Belg.*, 5e série, 40, 1954, p. 377.
([6]) H. A. ABT, *Ap. J.*, *Suppl.*, 1, 1954, p. 63.

(*Armand H. Delsemme, Observatoire de l'IRSAC à Lwiro, Congo belge; Mme Delphine Delsemme-Jehoulet, Institut d'Astrophysique de l'Université de Liége.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Calcul de l'amplitude d'une onde plane réfléchie par une lame métallique homogène à faces parallèles.* Note (*) de M. **PIERRE DUMONTET**, présentée par M. Louis de Broglie.

1. *Introduction.* — Soit une onde plane monochromatique tombant, sous l'incidence normale, sur une lame métallique homogène à faces parallèles, d'épaisseur z_0 et comprise entre deux milieux d'indice n_1 et n_2. L'amplitude de l'onde réfléchie se calcule en écrivant les équations de Maxwell et en ajoutant une relation traduisant l'interaction de la matière et de l'onde. Dans le cadre de la théorie électronique des métaux de Sommerfeld et, en négligeant l'influence des chocs des électrons sur les parois de la lame, on trouve que le vecteur courant $\vec{i}$ en un point de la lame où le champ électrique est $\vec{\mathcal{E}}$ a pour valeur $\vec{i} = \sigma\vec{\mathcal{E}}$ où $\sigma = \sigma_0/(1 + j\omega\tau)$ (σ_0 conductibilité du métal, ω pulsation de l'onde incidente, τ temps de relaxation des électrons). Pour être plus précis, il faut tenir compte des chocs des électrons sur les parois de la lame. K. Fuchs ([1]) a étudié ce problème dans le cas d'un champ électrique continu et uniforme dans la lame, ses résultats montrent que, dès que la lame a une épaisseur inférieure au libre parcours moyen des électrons, la conductibilité électrique est fortement perturbée. G. E. H. Reuter et E. H. Sondheimer ([2]) ont calculé, pour un dioptre plan ($z_0 \to \infty$), le coefficient de réflexion en fonction de la fréquence de l'onde incidente. Leurs résultats mettent en évidence, pour certaines longueurs d'onde, des écarts importants à la théorie classique (effet de peau anormal). Pour étudier les écarts possibles avec la théorie classique, j'ai généralisé les calculs des auteurs précédents au cas d'une lame d'épaisseur finie et j'ai calculé, dans le spectre visible, l'amplitude complexe de l'onde réfléchie par la lame.

2. *Équation de propagation du champ à l'intérieur de la lame.* — Soit Oz un axe normal aux faces de la lame, $z = 0$ définit le plan de l'une des faces, $z = z_0$ celui de l'autre face. On suppose que les champs électrique et magnétique sont invariants par translation dans tout plan normal à Oz. Le champ électrique $\mathcal{E}$ (suivant Ox) se met sous la forme $\mathcal{E} = E(z)e^{j\omega t}$. Reprenant le calcul de G. E. H. Reuter et E. H. Sondheimer, et supposant que les faces de la lame diffusent de façon isotrope les électrons qui la choquent, on trouve que le

vecteur courant i est colinéaire au vecteur champ électrique E et a pour valeur

$$(1)\quad i=\frac{2\pi e^2 m^2 v^2}{h^3}\int_0^{z_0} E(t)\,F(|z-t|)\,dt;\qquad \text{avec}\quad F(z)=\int_1^{\infty}\frac{u^2-1}{u^3}e^{-(1+j\omega\tau)u\frac{z}{l}}\,du$$

(e et m, charge et masse de l'électron; v, sa vitesse au niveau de Fermi; l, libre parcours moyen des électrons dans le métal massif; h, constante de Planck). Associant l'équation (1) aux équations de Maxwell, et posant $z_0/l=x_0$, $z/z_0=y$, ε_0 et μ_0 étant relatifs au vide, on trouve l'équation à laquelle satisfait l'amplitude complexe E du champ électrique :

$$(2)\qquad E''(y)=-\frac{\omega^2 l^2}{c^2}x_0^2\,E(y)+4\pi j\omega\mu_0\frac{3}{4}\sigma_0 l^2 x_0^2\int_0^1 E(t)\,\psi(|y-t|)\,dt$$

et

$$(3)\qquad \psi(y)=\int_1^{\infty}\frac{u^2-1}{u^3}e^{-bx_0uy}\,du,\qquad b=1+j\omega\tau$$

(c est la vitesse de la lumière).

3. *Résolution de l'équation de propagation.* — Dans le cas où $\omega\tau\gg 1$ (cas du visible et des métaux tels que Ag, Au, Al) ([3]), j'ai résolu l'équation (2). Pour cela, j'ai intégré deux fois par parties l'intégrale du second membre de cette équation. On obtient ainsi une équation intégrodifférentielle, où l'intégrale porte sur E″. On peut résoudre cette équation par itérations successives, et démontrer que, lorsque $|a/b|<1$, $[a=-(\omega^2 l^2/c^2)+(4/3)A;\ A=4\pi j\omega\mu_0(3/4)\sigma_0(l^2/b)]$ les équations itérées convergent absolument et uniformément vers une équation différentielle qui, dans les conditions où l'on se place, peut s'écrire

$$(4)\quad E''(y)=ax_0^2\,E(y)-Ax_0^2\,[E(0)Y_1(y)+E(1)Y_1(1-y)-E'(0)Y_2(y)+E'(1)Y_2(1-y)]$$

où $Y_1(y)$ et $Y_2(y)$ sont des séries, de fonctions connues, absolument et uniformément convergentes. On remarque que l'équation sans second membre est l'équation classique de propagation (obtenue avec $i=\sigma E$).

La solution générale de l'équation (4) peut se mettre sous la forme

$$(5)\quad \begin{aligned}E(y)&=a'e^{\sqrt{a}yx_0}+b'e^{-\sqrt{a}yx_0}\\&\quad -A[E(0)X_1(y)+E(1)X_1(1-y)-E'(0)X_2(y)+E'(1)X_2(1-y)]\end{aligned}$$

les termes entre crochets constituant une solution particulière de (4). En exprimant que $E(y)$ et $E'(y)$ sont respectivement égaux à E(0) et E′(0) pour $y=0$, on obtient a' et b' en fonction de E(0), E(1), E′(0), E′(1). $E(y)$ est alors une fonction linéaire des constantes : E(0), E(1), E′(0), E′(1). Ces constantes ne sont pas indépendantes. $E(y)$ et $E'(y)$ doivent prendre les valeurs E(1) et E′(1) pour $y=1$. On obtient ainsi deux relations linéaires de la forme

$$(6)\qquad \begin{cases}\alpha E(0)+\beta E(1)+\gamma E'(0)+\delta E'(1)=0,\\ \alpha' E(0)+\beta' E(1)+\gamma' E'(0)+\delta' E'(1)=0;\end{cases}$$

où $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \alpha', \beta', \gamma', \delta'$ sont des coefficients numériques connus qui dépendent de : $a, x_0, X_1(0), X_1(1), X'_1(0), X'_1(1), X_2(0), X_2(1), X'_2(0), X'_2(1)$.

4. *Calcul de l'amplitude complexe réfléchie ou transmise par la lame.* — Soient

$$E_i = e^{-j\frac{\omega n_1 z}{c}}, \qquad E_r = \mathcal{A} e^{j\frac{\omega n_1 z}{c}}, \qquad E_t = \mathcal{B} e^{-j\frac{\omega n_2 z}{c}}$$

respectivement les amplitudes complexes des champs électriques des ondes incidente, réfléchie et transmise par la lame. Les équations de raccord des champs aux surfaces de la lame $(y = 0, y = 1)$ sont

$$E(0) = 1 + \mathcal{A}, \qquad E'(0) = -j\frac{\omega n_1 z_0}{c}[1 - \mathcal{A}],$$

$$E(1) = \mathcal{B} e^{-j\frac{\omega n_2 z_0}{c}}, \qquad E'(1) = -j\frac{\omega n_2 z_0}{c}\mathcal{B} e^{-j\frac{\omega n_2 z_0}{c}}.$$

Substituant les valeurs de $E(0)$, $E(1)$, $E'(0)$, $E'(1)$ ainsi obtenues dans (6), on obtient un système linéaire à deux équations et deux inconnues d'où l'on peut tirer $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$.

5. *Conclusion.* — Dans le visible, et pour des métaux tels que Ag, Au, Al, j'ai effectué le calcul des coefficients $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$. On trouve que ces *amplitudes complexes sont, avec une très bonne approximation, et quelle que soit l'épaisseur de la lame, les mêmes que celles que l'on obtiendrait avec la théorie classique.* L'influence des chocs des électrons sur les parois de la lame peut donc être négligée pour le calcul des amplitudes complexes lumineuses réfléchie et transmise. Nous avons fait remarquer qu'il n'en est pas du tout ainsi pour les propriétés électriques [1].

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 34, 1938, p. 100.

(2) *Proc. Roy. Soc. London*, A 195, 1949, p. 336.

(3) On trouvera le détail de tous les calculs dans un article à paraître dans les publications de l'Université d'Alger.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Une description collective des électrons dans les solides.* Note (*) de M. **Philippe Nozières**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les oscillations de plasma et l'effet d'écran dans les cristaux sont étudiés par une généralisation de la méthode de Bohm et Pines.

La théorie collective proposée par D. Bohm et D. Pines [1] pour un gaz d'électrons libres peut être généralisée simplement à des électrons dans un réseau périodique. L'hamiltonien du système s'écrit [1]

$$H = \sum_i \left[\frac{p_i^2}{2m} + V(r_i)\right] + \sum_k \frac{2\pi e^2}{k^2}\rho_k \rho_{-k}, \tag{1}$$

où $V(r_i)$ est le potentiel du réseau sur chacun des N électrons, et ρ_k la fluctuation de densité de ces derniers :

$$\rho_k = \sum_i \exp(-ik.\,r_i).$$

Comme Bohm et Pines, nous introduisons des coordonnées supplémentaires, P_k, Q_k, qui décriront les oscillations collectives du système (« plasmons »). Nous remplaçons (1) par l'hamiltonien,

$$H_{ext} = \sum_i \left[\frac{p_i^2}{2m} + V(r_i) \right] + \sum_{k>k_c} \frac{M_k^2}{2} \rho_k \rho_{-k} + \sum_{k<k_c} \frac{1}{2} |M_k \rho_k + P_k|^2 \tag{2}$$

dans lequel $M_k^2 = 4\pi e^2/k^2$. k_c est un vecteur d'onde de coupure arbitraire, que nous déterminerons en minimisant l'énergie.

L'équivalence de (1) et (2) est assurée par un ensemble de conditions sur la fonction d'onde

$$P_k \Psi = 0 \qquad (k < k_c). \tag{3}$$

Les calculs de Bohm et Pines se généralisent aisément si l'on utilise une représentation ayant comme base les fonctions propres Φ_n de l'opérateur

$$H_0 = \sum_i \left[\frac{P_i^2}{2m} + V(r_i) \right] + \sum_{k>k_c} \frac{M_k^2}{2} \rho_k \rho_{-k}. \tag{4}$$

Tous les résultats sont exprimés simplement en fonction des forces d'oscillateur $f_{0n}(k)$ pour la transition $\Phi_0 = \Phi_n$,

$$f_{0n}(k) = \frac{2m}{\hbar k^2} \omega_{n0} |(\rho_k)_{0n}|^2 \tag{5}$$

(où $\hbar\omega_{n0} = E_n - E_0$). Les $f_{0n}(k)$ satisfont la règle dite « de la somme f ».

$$\sum_n f_{0n}(k) = N. \tag{6}$$

Une série de transformations canoniques permet alors d'isoler les plasmons. En exprimant que l'introduction d'un degré de liberté collectif diminue l'énergie, nous obtenons la condition d'existence pour un plasmon de vecteur d'onde k,

$$\sum_n f_{0n}(k) \frac{\omega_p^2}{\omega_{n0}(\omega_{n0} + \omega_p)} > N, \tag{7}$$

où $\omega_p = (4\pi N e^2/m)^{1/2}$ est la fréquence qu'auraient les plasmons si les électrons étaient libres. Cette fréquence est en fait modifiée par le réseau, et devient ω, donnée par la relation de dispersion

$$\sum_n f_{0n}(k) \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_{n0}^2} = N. \tag{8}$$

Les fluctuations de densité de faible k étant presque entièrement décrites en termes de plasmons, l'interaction de Coulomb subit un effet d'écran. L'énergie d'échange pour un vecteur d'onde k est

$$E^{sc}_{exch}(k) = -\frac{\hbar\omega_P}{4N}\sum_n f_{0n}(k)\frac{\omega_P\,\omega_{n0}}{\omega^2-\omega_{n0}^2}, \tag{9}$$

alors qu'en l'absence d'effet d'écran, elle serait

$$E_{exch}(k) = \frac{\hbar\omega_P}{4N}\sum_n f_{0n}(k)\frac{\omega_P}{\omega_{n0}}. \tag{10}$$

En comparant (6) avec (7), (8), (9) et (10), nous voyons que :

a. les plasmons existent seulement lorsqu'un nombre appréciable de transitions correspond à $\omega_{n0} \ll \omega_P$ (telles les transitions intrabandes dans un métal pour k petit)

b. Si la plus grande partie des $f_{0n}(k)$ correspond à $\omega_{n0} \ll \omega_P$ la fréquence des plasmons ω est très proche de ω_P (et ce indépendamment de la nature intrabande ou interbande des transitions).

c. L'effet d'écran ne modifie pas les composantes à haute énergie ($\omega_{n0} \gg \omega_P$) de l'énergie d'échange, mais réduit celles à basse énergie, ($\omega_{n0} \ll \omega_P$), par un facteur ($-\omega_{n0}^2/\omega^2$).

Les conclusions résultent d'un traitement de perturbation de l'interaction entre plasmons et électrons. Un tel traitement converge si

$$\sum_n f_{0n}(k)\frac{\omega^2\omega_{n0}^2}{(\omega^2-\omega_{n0}^2)^2} \ll N$$

autrement dit si une faible proportion des $f_{0n}(k)$ correspond à $\omega_{n0} \sim \omega$.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 2, 1953, p. 605.

THERMODYNAMIQUE. — *Démonstration des relations réciproques de Gibert pour les systèmes chimiques.* Note (*) de M. **André Péneloux**, transmise par M. Frédéric Joliot.

Soit un système chimique dans lequel se produisent deux réactions indépendantes. Les vitesses de ces réactions, v_1 et v_2, peuvent être considérées comme des fonctions des affinités, A_1 et A_2, de la température T, de la pression totale P et aussi bien entendu d'autres variables $z_1, z_2, \ldots, z_q$, indépendantes des premières. La différentielle d'une vitesse de réaction, v_1 par exemple, est

$$dv_1 = \frac{\partial v_1}{\partial A_1}dA_1 + \frac{\partial v_1}{\partial A_2}dA_2 + \frac{\partial v_1}{\partial T}dT + \frac{\partial v_1}{\partial P}dP + \sum_{i=1}^{q}\frac{\partial v_1}{\partial z_i}dz_i. \tag{1}$$

A l'équilibre ($A_1 = A_2 = 0$), les vitesses sont nulles quelles que soient les valeurs des autres variables T, P, z_i; donc

$$\frac{\partial v_1}{\partial T} = \frac{\partial v_1}{\partial P} = \frac{\partial v_1}{\partial z_i} = 0 \qquad (\text{pour } A_1 = A_2 = 0). \tag{2}$$

On peut ainsi considérer que, dans un petit domaine entourant l'équilibre, vitesses et affinités sont liées par des équations phénoménologiques linéaires

$$v_1 = L_{11} A_1 + L_{12} A_2, \qquad v_2 = L_{21} A_1 + L_{22} A_2 \tag{3}$$

dont les coefficients L doivent obéir aux relations réciproques d'Onsager ([1]), ([2]), ([3]) :

$$L_{12} = L_{21}. \tag{4}$$

En 1954, R. Gibert ([4]) a pu, en se fondant sur les principes de la thermodynamique non statistique, obtenir des relations réciproques plus générales que celles d'Onsager :

$$\frac{\partial v_1}{\partial A_2} = \frac{\partial v_2}{\partial A_1} \tag{5}$$

dont la validité est indépendante de la forme des équations phénoménologiques. Ceci a permis d'entrevoir la possibilité d'une extension considérable du domaine d'application de la thermodynamique des phénomènes irréversibles qui était alors limité, pour les phénomènes chimiques, aux systèmes très voisins de l'équilibre.

La démonstration de R. Gibert présentait quelques points délicats qui ont été examinés depuis ([5]), ([6]). La conclusion de ces examens est que R. Gibert a indiqué correctement la marche à suivre pour démontrer les relations réciproques à partir des principes de la thermodynamique non statistique; c'est pourquoi je présente ici une démonstration relative aux systèmes chimiques.

La différentielle de l'énergie d'un système *fermé*, siège de deux réactions chimiques indépendantes et présentant une température et une pression totale uniformes est

$$dE = T\,dS - P\,dV - A_1\,d\xi_1 - A_2\,d\xi_2. \tag{6}$$

ξ_1 et ξ_2 sont les degrés d'avancement des réactions; ils ne peuvent être définis qu'à l'intérieur d'un système fermé (ou du moins en se référant à un système fermé). Soit B la fonction

$$B = E - TS + PV + A_1 \xi_1 + A_2 \xi_2, \tag{7}$$

sa différentielle est

$$dB = -S\,dT + V\,dP + \xi_1\,dA_1 + \xi_2\,dA_2 \tag{8}$$

et ceci implique que, si l'on peut expliciter ξ_1 et ξ_2 sous la forme de fonctions de T, P, A_1, A_2, $\xi_1(T, P, A_1, A_2)$ et $\xi_2(T, P, A_1, A_2)$, ces deux fonctions

doivent être telles que

$$\left(\frac{\partial \xi_1}{\partial A_2}\right)_{T,P,A_1} = \left(\frac{\partial \xi_2}{\partial A_1}\right)_{T,P,A_2}. \tag{9}$$

Nous avons déjà considéré les vitesses de réaction comme des fonctions des variables indépendantes A_1, A_2, T, P, z_1, ..., z_q. Décidons de maintenir les variables z_i constantes afin que les vitesses deviennent des fonctions de A_1, A_2, T, P. Considérons, au temps $t = 0$, les différents états de notre système fermé correspondant aux diverses valeurs de A_1, A_2, T, P; les degrés d'avancement correspondants, ξ_1^0 et ξ_2^0, sont alors des fonctions de A_1, A_2, T, P. Les degrés d'avancement au temps t sont

$$\xi_1 = \xi_1^0 + \int_0^t v_1\, dt, \qquad \xi_2 = \xi_2^0 + \int_0^t v_2\, dt. \tag{10}$$

Les degrés d'avancement ξ_1 et ξ_2 sont ainsi toujours définis à l'intérieur du même système fermé, ce qui peut être illustré à l'aide d'une expérience imaginaire effectuée dans la « boîte de Van t'Hoff », dispositif utilisé classiquement pour présenter la démonstration de la loi d'action de masses d'une façon concrète. La réaction s'effectue dans un récipient où les constituants peuvent être introduits à travers des parois semi-perméables. Comme les réactions s'effectuent avec une vitesse non nulle, les constituants doivent être introduits avec une vitesse non nulle; mais il est facile de vérifier que l'on peut imaginer un dispositif tel que l'irréversibilité due au passage des constituants à travers les membranes soit absolument négligeable par rapport à l'irréversibilité due aux réactions chimiques, c'est-à-dire que l'on peut attribuer aux constituants des potentiels chimiques uniformes à l'intérieur de tout le système fermé.

Dans de telles conditions, on peut concevoir des évolutions en régime permanent, c'est-à-dire à A_1, A_2, T, P constants, donc à v_1, v_2 constants. Les degrés d'avancement au bout du temps unité ξ_1^1 et ξ_2^1 sont

$$\begin{cases} \xi_1^1 = \xi_1^0(A_1, A_2, T, P) + v_1(A_1, A_2, T, P), \\ \xi_2^1 = \xi_2^0(A_1, A_2, T, P) + v_2(A_1, A_2, T, P). \end{cases} \tag{11}$$

ξ_1^1 et ξ_2^1 sont ainsi définis comme des fonctions de A_1, A_2 T, P et doivent tout comme ξ_1^0 et ξ_2^0, satisfaire aux relations réciproques (9). Il en résulte

$$\left(\frac{\partial v_1}{\partial A_2}\right)_{T,P,A_1,z_i} = \left(\frac{\partial v_2}{\partial A_1}\right)_{T,P,A_2,z_i}. \tag{12}$$

Cette démonstration est évidemment valable quel que soit le nombre de réactions indépendantes se produisant dans le système considéré.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 38, 1931, p. 2265.

(2) *Étude thermodynamique des phénomènes irréversibles*, Desoer, Liége, 1947, p. 25-28.

(3) S. R. DE GROOT, *Thermodynamics of irreversible processes*, N. H. P. C., Amsterdam, 1951, Chap. II. et IX.
(4) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2145.
(5) M. DODÉ, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 888.
(6) A. PÉNELOUX, *Thèse*, Nancy, 1957.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Électromigration d'ions radioactifs dans des sels fondus.* Note (*) de M. HARIRAO JEEVAN ARNIKAR, transmise par M. Frédéric Joliot.

L'électrophorèse dans les sels fondus peut être effectuée sur un support de papier d'amiante. Cette méthode a permis de déterminer la mobilité à 355° C des ions Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, Cl^- et Br^- dans le nitrate de sodium fondu. Le coefficient de diffusion et la mobilité vérifient approximativement la formule d'Einstein.

Des expériences récentes (1), (2) de séparation d'isotopes par électromigration dans des nitrates alcalins en fusion ont montré que l'électrophorèse dans des sels fondus pouvait être avantageuse pour la séparation d'ions minéraux. En effet cette méthode permet de faire passer sans inconvénient un courant électrique beaucoup plus intense et de traiter ainsi des quantités de matière environ dix fois plus importantes que dans la classique électrophorèse sur papier de cellulose. C'est pourquoi il nous a paru intéressant d'étudier systématiquement la migration de différents ions dans des sels fondus. De telles expériences permettent en outre de préciser les propriétés électrochimiques des sels en fusion; ces propriétés sont mal connues malgré leurs nombreuses applications industrielles.

Dans ces expériences nous avons étudié l'électromigration et mesuré la mobilité des cations alcalins Li^+, Na^+, K^+, Rb^+, Cs^+, et des anions halogènes Cl^- et Br^- dans le nitrate de sodium fondu. La répartition du lithium était déterminée par photométrie de flamme. Tous les autres éléments étaient suivis à l'aide de leurs isotopes radioactifs, ^{22}Na, ^{42}K, ^{86}Rb, ^{137}Cs, ^{36}Cl et ^{82}Br.

L'électrophorèse est effectuée sur des bandes de papier d'amiante longues de 62 cm, larges de 12 mm et épaisses de 0,5 mm, calcinées au préalable pour en éliminer les matières organiques. Chaque bande est tout d'abord imprégnée uniformément de NO_3Na fondu, à raison de 35 mg de sel par centimètre carré. La zone initiale est constituée par un dépôt d'environ 10 mg du sel étudié. La bande est ensuite introduite dans un four électrique constitué par un tube de pyrex de 4 cm de diamètre, long de 106 cm, porté à 350° C par un enroulement de résistance électrique. La température du four est contrôlée par un couple thermoélectrique; elle est constante à $\pm 5°$ C près. Les extrémités du papier d'amiante plongent dans les compartiments d'électrodes, constitués de récipients de verre pyrex remplis de NO_3Na fondu. En général la tension appliquée est de l'ordre de 400 V. Le champ électrique est donc d'environ 7 V/cm.

Dans ces conditions, la distance parcourue par les ions atteint une trentaine de centimètres en 2 ou 3 h. A la fin de l'expérience, la bande est retirée du four et découpée en échantillons de 5 mm de long. La répartition des radioéléments est alors déterminée en mesurant l'activité de chacun d'eux. Pour le lithium, chaque échantillon est lavé avec 25 ml d'eau distillée et les solutions obtenues sont analysées au photomètre à flamme.

Toutes les électrophorèses ont été effectuées en déposant sur la tache initiale un mélange de deux ou plusieurs éléments. Ainsi, les courbes de répartition permettent de déduire, avec précision, les mobilités des ions en valeur relative. Les valeurs absolues de la mobilité sont difficilement mesurables, car le champ électrique est déterminé avec peu de précision. Sur le tableau I, sont portées les valeurs de la mobilité ainsi obtenues pour différents ions étudiés.

TABLEAU I.

	Li^+.	Na^+.	K^+.	Rb^+.	Cs^+.	Cl^-.	Br^-.
Mobilité à 350° ± 5°C (10^4 $cm^2.s^{-1}$ V^{-1})...	3,75	4,16	3,74	3,58	3,38	1,95	1,43

Sur la figure 1, est représentée à titre d'exemple la séparation $^{42}K^+ - {}^{137}Cs^+$ par électromigration dans le nitrate de sodium fondu.

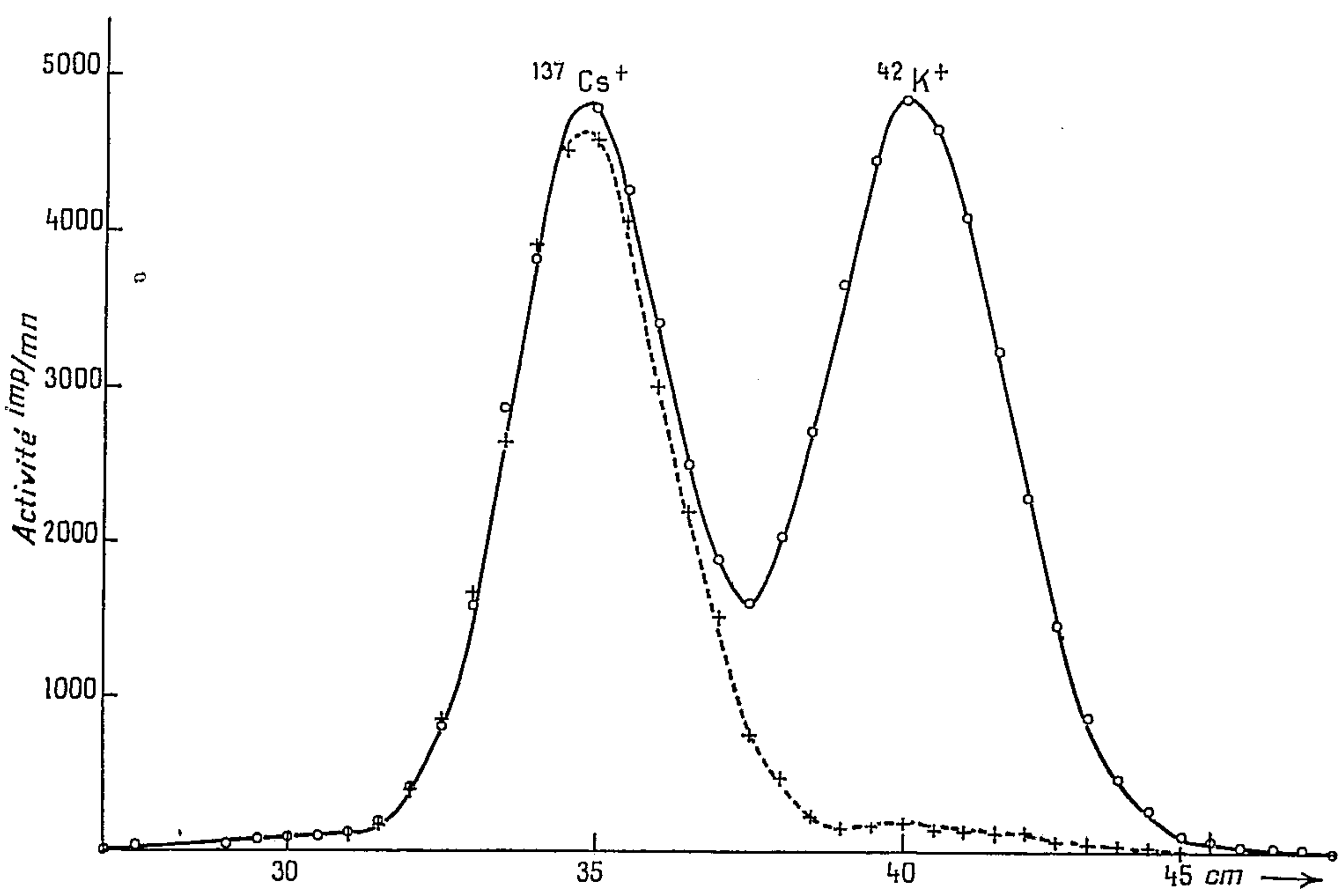


Fig. 1. — Répartition de ^{137}Cs et ^{42}K après électromigration sur amiante imprégnée de NO_3Na fondu, avec 7 V/cm pendant 4 h. La courbe en pointillé montre la répartition de ^{137}Cs après décroissance de ^{42}K.

Dans des expériences complémentaires nous avons mesuré le coefficient de diffusion de ^{22}Na et de ^{137}Cs dans NO_3Na fondu, dans les conditions de l'expé-

rience. Pour cela, une zone radioactive est déposée au milieu d'une bande d'amiante imprégnée de NO_3Na; puis celle-ci est introduite dans le four et y est maintenue à 350°C pendant 24 h. Au bout de ce temps la répartition de l'activité est déterminée et le coefficient de diffusion calculé. Les valeurs ainsi obtenues (*voir* tableau II) sont approximativement égales à celles calculées au moyen de la formule d'Einstein, $v/D = e/kT$, à partir des mobilités mesurées précédemment.

TABLEAU II.

	Na^+.	Cs^+.
D (350°C) mesuré ($cm^2.s^{-1}$)	$1,8.10^{-5}$	$1,09.10^{-5}$
D (350°C) calculé à partir de la formule d'Einstein ($cm^2.s^{-1}$)	$2,2.10^{-5}$	$1,82.10^{-5}$

Ces expériences montrent que dans la série Na, K, Rb, Cs, Cl et Br, la mobilité décroît quand le diamètre de l'ion croît. Ce résultat est exactement l'inverse de ce qui est observé dans les solutions aqueuses où l'hydratation modifie considérablement les dimensions des ions. Il semble donc que, dans des sels en fusion, les phénomènes de solvatation soient peu importants. Cette conclusion avait d'ailleurs déjà été suggérée par les études d'effets isotopiques : les différences relatives de mobilités de deux isotopes sont plus élevées en phase fondue qu'en solution aqueuse ([1]).

(*) Séance du 8 avril 1957.

([1]) M. CHEMLA et A. BONNIN, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1288.

([2]) M. CHEMLA, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1450.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Additions de Michaël sur la benzylidène-4 phényl-1 méthyl-3 pyrazolone-5 en présence de diéthylamine et de pipéridine.* Note (*) de M. PAUL PASTOUR, présentée par M. Marcel Delépine.

On compare les actions de la diéthylamine et de la pipéridine employées en proportions variées comme catalyseurs dans des essais d'additions de composés à méthylène actif sur la benzylidène phénylméthylpyrazolone.

La double liaison activée de la benzylidène-4 phényl-1 méthyl-3 pyrazolone-5 se prête bien aux additions de Michaël.

En présence de faibles quantités de diéthylamine, Knoevenagel a additionné l'ester acétylacétique ([1]); Ionescu, à l'aide de faibles quantités aussi de pipéridine, la diméthyl-5.5 cyclohexanedione-1.3 ([2]).

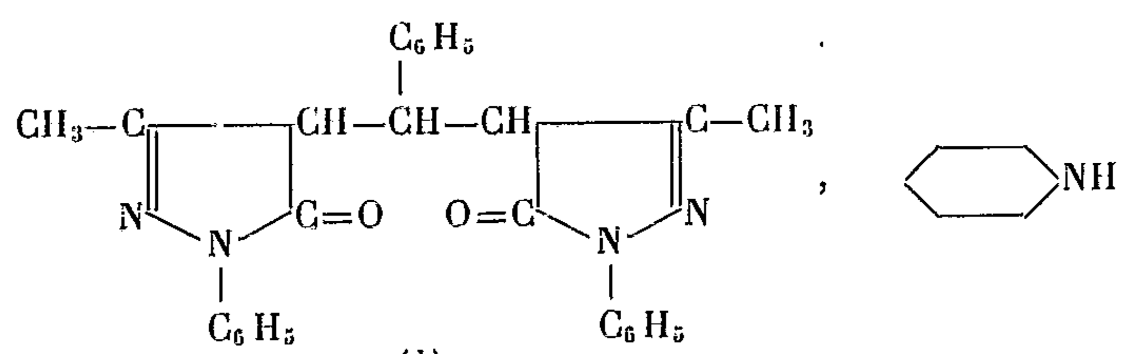
Or, on obtient souvent des résultats inattendus lorsqu'on emploie des bases secondaires pour catalyser des réactions de Michaël : Ionescu ([3]), faisant réagir le benzylidène acétylacétate d'éthyle et la diméthyl-5,5 cyclohexanedione-1,3 en présence de pipéridine, n'isole que la benzylidène bis-diméthyl-5.5 cyclohexanedione-1,3....

Il semble que la pipéridine, plus souvent que la diéthylamine, provoque ces réactions anormales.

C'est pourquoi nous avons voulu comparer les influences de la diéthylamine et de la pipéridine, sur des mélanges équimoléculaires de benzylidène phénylméthylpyrazolone et de composés à méthylène actif.

On a procédé de la façon suivante : 2/100e de mole du composé à méthylène actif (ester acétylacétique, acétylacétone, cyanacétate d'éthyle, diméthyl-5,5 cyclohexanedione-1,3) et 2/100e de mole de benzylidène phénynéthyl-pyrazolone sont dissous dans 50 ml de benzène anhydre. On ajoute alors 2/100e de mole de pipéridine ou de diéthylamine.

Dans tous les cas, la pipéridine a provoqué, au bout de temps généralement très courts, la formation de précipités abondants constitués par l'association à molécules égales de benzylidène bis-phénylméthylpyrazolone et de pipéridine :



$(C_{32}H_{35}N_5N_2)$

(I)

Ce produit se décompose par chauffage progressif à 150°C. On ne peut pas éliminer la molécule de pipéridine par recristallisation dans l'alcool ou le benzène; pour y parvenir, il est nécessaire d'ajouter aux deux solvants une quantité d'acide acétique équivalente à celle de la pipéridine à éliminer.

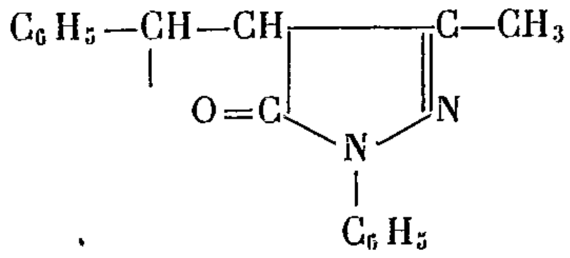
On obtient alors, à la cristallisation, le benzylidène bis-phénylméthylpyrazolone (F 155°C à partir du benzène), contenant, dans le cas où le solvant est l'alcool, une demi-molécule de ce dernier corps par molécule (F 166°C).

Ce qui précède tend à prouver que le composé (I) est un énolate et non un produit simplement solvaté.

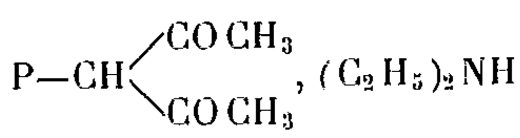
Réciproquement, si l'on fait passer en solution dans du benzène ou de l'alcool du benzylidène bis-phénylméthylpyrazolone, l'addition équimoléculaire de pipéridine provoque la formation de I.

La diéthylamine conduit à des résultats très différents de ceux qui viennent d'être décrits. On n'observe aucune anomalie : ce sont les composés d'addition qui s'élaborent; ils précipitent sous forme d'énolates de diéthylamine, sauf dans le cas de l'acétylacétate d'éthyle.

On a ainsi isolé les produits suivants, dans les schémas desquels la lettre P représente le reste



a. A partir de l'acétylacétone :

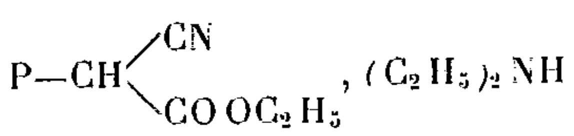


(II)

F 128° C (avec décomposition). Microcristaux blancs.

Analyse. — $C_{26}H_{33}N_3O_3$, calculé %, C 71,72; H 7,58; N 9,65; trouvé %, C 71,6; H 7,5; N 9,9.

b. A partir du cyanacétate d'éthyle :

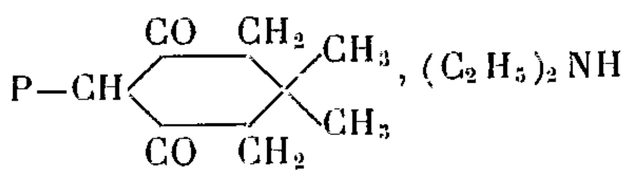


(III)

F 110° C (décomposition). Microcristaux blancs.

Analyse. — $C_{26}H_{32}N_4O_3$, calculé %, C 69,54; H 7,14; N 12,50; trouvé %, C 69,1; H 7,05; N 12,6; 12,7.

c. A partir de la diméthyl-5,5 cyclohexane dione-1,3 :



(IV)

F 150° C (décomposition). Petits cristaux losangiques incolores.

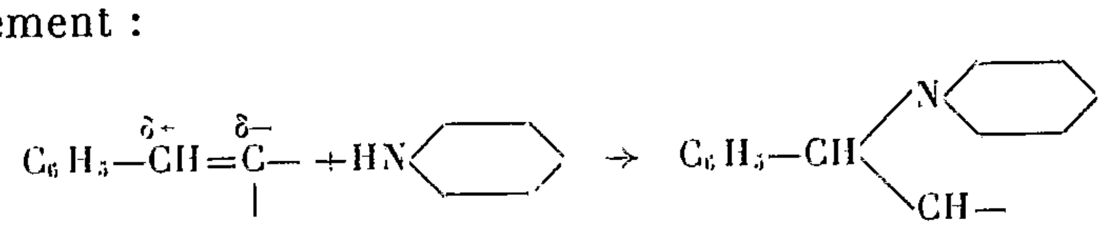
Analyse. — $C_{29}H_{37}N_3O_3$, calculé %, N 8,84; trouvé %, N 8,6; 8,8.

Avec l'acétylacétate d'éthyle la précipitation de l'énolate n'a pas été observée, mais il suffit d'ajouter à la solution la quantité d'acide acétique équivalente à celle de la diéthylamine, pour faire cristalliser le benzylidène phénylméthylpyrazolone acétylacétate d'éthyle (F 160° C) [*voir* (1)].

De la même façon l'acide acétique ajouté à une solution alcoolique de (IV) provoque la précipitation rapide du benzylidène phénylméthylpyrazolone dimédone décrit par Ionescu (F 220° C).

Ainsi, dans les conditions expérimentales précisées, la pipéridine empêche l'addition de Michaël tandis que la diéthylamine la favorise.

Il est probable que, lorsque la pipéridine est le catalyseur, la réaction d'addition de la base sur la double liaison est celle qui a tendance à se produire préférentiellement :



Cette base de Mannich ne se prête pas à une alcoylation du composé à méthylène actif mais provoque, par contre, la formation de benzylidène bis-

phénylméthylpyrazolone, selon un mécanisme que nous avons suggéré à propos de phénomènes semblables, observés dans la série du benzylidène acétylacétanilide ([4]).

La diéthylamine, dont la fonction amine est beaucoup plus encombrée que celle de la pipéridine, ne donne pas naissance à la base de Mannich avec une vitesse suffisamment grande pour empêcher l'addition normale de Michaël.

Enfin, il est à noter que si l'on utilise 10 fois moins de chacune des bases il se forme le produit d'addition, résultat conforme aux observations de Knoevenagel et de Ionescu.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) KNOEVENAGEL, *Ber. der deutsch. chem. Gesells.*, 36, 1903, p. 2124.

(2) IONESCU, *Bull. Soc. Stiinte Cluj.*, 3, 1927, p. 381; *Chem. Zentralbl.*, 1, 1928, p. 695.

(3) *Chem. Zentralbl.*, 1, 1927, p. 602.

(4) P. PASTOUR, *Thèse*, Paris, 1956, p. 73-78.

GÉOLOGIE. — *Comosition et subdivisions du complexe charrié au Timor portugais.* Note (*) de MM. **Robert Gageonnet** et **Marcel Lemoine**, présentée par M. Paul Fallot.

Permien marin, néritique, riche en roches éruptives. Trias et Jurassique rares. Calcaires massifs dits Fatu, néocrétacés, éocènes et oligocènes. Schistes cristallins et roches éruptives. Division en trois unités et essai de corrélation avec la moitié occidentale de Timor.

A. *Composition.* — Au Timor portugais, les formations sédimentaires charriées sur l'autochtone ([1]), ([2]) s'échelonnent du Permien au Nummulitique :

1. Le *Permien* a, dans la région de Maubisse, au centre de l'île ([3]), une extension et une épaisseur considérables; on peut y distinguer (*série de Maubisse*) une partie inférieure (800 m minimum) constituée de schistes et pélites gris et rouges, avec grès subordonnés, à fossiles rares et mal conservés, et une partie supérieure (300 à 400 m ou plus) où, à des roches éruptives, s'associent des calcaires à entroques rosés et des schistes et marnes rouges fossilifères (ammonites, brachiopodes, trilobites, etc.). Ailleurs, le Permien charrié du Timor portugais forme de nombreuses klippes de dimensions variées, constituées surtout de calcaires rosés à entroques et bryozoaires, de brèches volcaniques fossilifères et de roches éruptives, faciès correspondant à la partie supérieure de la série de Maubisse (brachiopodes, ammonites, fusulines, blastoïdes, etc.), très différent du Permien autochtone ([1]).

2. Dans l'état actuel de nos connaissances, le *Trias* et le *Jurassique* paraissent très sporadiquement représentés dans le complexe charrié,

essentiellement sous forme de calcaires massifs dits « Fatu » ([4]), avec Halobies ([2]), algues et polypiers ([5]). L'un de ces calcaires nous a fourni un foraminifère que J. Sigal rapporte au genre *Aulotortus* connu dans le Dogger des Alpes orientales.

3. *Calcaires Fatu crétacés et tertiaires* : Ce sont des calcaires massifs, parfois épais de plusieurs centaines de mètres, qui sont un des éléments morphologiques dominants du paysage de Timor ([5]). A la suite de H. R. Grunau ([2]), nous avons pu constater qu'au Timor oriental ces calcaires contiennent presque partout des microfaunes crétacées et tertiaires (J. Sigal). On peut y distinguer des calcaires pélagiques, parfois colorés de rouge (faciès classique des « couches rouges » du domaine mésogéen), d'âge néocrétacé (*Globotruncana*) et éocène, puis de l'Oligocène (Tertiaire *e* de la subdivision classique du Tertiaire indonésien), à *Spiroclypeus*, plus néritique, avec passées oolithiques.

4. *Série de Same* : Épaisse de plusieurs centaines de mètres, elle comprend des marnes, schistes argileux, roches volcaniques, des tufs et des calcaires à discocyclines, nummulites, alvéolines, lépidocyclines et *Pellatispira* (J. Sigal) : Éocène (Tertiaire *a-b*).

Les *formations métamorphiques* charriées sont particulièrement développées près de la côte nord dans la moitié ouest du Timor portugais ([3]). On y note surtout un ensemble très épais de schistes épimétamorphiques gris ou noirs luisants (séricite), dérivant d'une série argilo-pélitique avec lits gréseux. Ailleurs, on peut aussi y observer des micaschistes à biotite, des cipolins, des amphibolites, des roches éruptives. L'ensemble, d'âge inconnu, peut-être en partie permien, n'a pu jusqu'ici, faute d'études détaillées, être subdivisé, ni séparé de grandes masses de *roches éruptives* de types variés mais surtout basiques, qui lui sont associées sur le terrain.

B. Les *preuves du caractère charrié* de ces formations sont stratigraphiques et géométriques : profondes *différences de faciès* avec l'autochtone (cas des deux faciès du Permien, des trois faciès de l'Éocène); *superposition géométrique anormale* avec preuves paléontologiques (schistes cristallins ou Permien reposant sur Éocène, Jurassique ou Trias). Les calcaires Fatu crétacés et tertiaires montrent des écaillages et des laminages au voisinage de leur contact avec l'autochtone sous-jacent, dont ils sont souvent séparés par des lames de schistes cristallins ou de roches éruptives.

C. *Essai de subdivision tectonique*. — Un certain nombre de faits nous conduisent à admettre que ces différentes formations *ne sont pas les éléments d'une série sédimentaire unique*, mais se répartissent en plusieurs unités tectoniques. Les différentes klippes de Permien paraissent se rapporter par leur faciès à la série de Maubisse qui, comme elles, repose directement sur l'autochtone : on aurait là l'unité tectonique inférieure. Au Nord de Maubisse, celle-ci est chevauchée par le complexe schistes cristallophylliens-

roches éruptives; la série de Same représente la couverture sédimentaire d'une partie de ce complexe, qui n'a pu être subdivisé faute d'études détaillées, mais qui pourrait être hétérogène. Quant aux calcaires Fatu, ils peuvent reposer sur l'autochtone ou en être séparés par des schistes métamorphiques ou des roches éruptives; mais ils doivent être tectoniquement séparés des schistes métamorphiques et roches éruptives associés à la série de Same.

Ces considérations, basées sur les *faits connus actuellement*, nous conduisent à admettre que le complexe charrié peut être subdivisé en une unité inférieure constituée de Permien (série de Maubisse), un complexe cristallophyllien-éruptif médian, et un complexe supérieur comprenant la plus grande partie (mais non la totalité) des calcaires Fatu.

D. *Essai de corrélation avec Timor occidental.* — On sait que H. A. Brouwer et ses élèves ont distingué, dans la partie indonésienne de Timor, un certain nombre d'unités et de complexes tectoniques superposés ([6]). La reconnaissance de la partie ouest du Timor oriental, portugais et celle de l'enclave portugaise d'Oe Cusse au Timor occidental nous conduisent à une tentative de corrélation :

Timor occidental.	*Timor oriental.*
Fatu complet	Calcaires Fatu (en majeure partie, tout au moins)
Schist-Palelo complex (avec Éocène) Ophiolite-spilite complex	Complexe cristallophyllien-éruptif (avec série de Same, Éocène)
Série de Sonnebait	Série de Maubisse
Série de Kekneno	Permien et Trias autochtones

Quant à la série de Viqueque ([1]), elle a pour équivalent les dépôts peu plissés néogènes et quaternaires du « bassin central » du Timor occidental.

Mais des différences importantes existent : les calcaires à Halobies du Trias supérieur paraissent plus développés dans l'autochtone du Timor oriental que dans la série de Kekneno, et il ne paraît pas qu'on ait décrit au Timor indonésien d'équivalent du Jurassique autochtone ni de la série de Bibileu [sinon peut-être dans ce que Wanner a appelé la série d'Ofu ([6])]. Par contre, le Trias et le Jurassique de la série de Sonnebait, de même que les termes anté-éocènes de la série de Palelo, ne sont jusqu'ici pas connus au Timor portugais. Enfin, il y a une différence fondamentale entre les petites klippes de calcaires « Fatu » permiens et triasiques du Timor occidental et les grands massifs de calcaires Fatu crétacés et tertiaires du Timor oriental. Nous pensons pour notre part qu'il y a là un groupement artificiel — mais inévitable dans l'état actuel des recherches — de calcaires massifs d'âge et d'appartenance tectonique différents.

Ainsi, tant dans la composition stratigraphique de l'autochtone et des éléments charriés que dans leur répartition et leurs relations géométriques, des différences apparaissent entre les deux moitiés de Timor. Certaines ne sont probablement qu'apparentes, dues aux imperfections de nos connaissances actuelles, mais d'autres paraissent réelles, traduisant des variations latérales de faciès aussi bien que des différences dans la structure tectonique et les modalités de l'orogenèse.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Voir* R. GAGEONNET et M. LEMOINE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2163.

(2) *Voir* H. R. GRUNAU, *Ecl. Geol. Helv.*, 46, 1953, p. 29-37; et aussi *Mitt. Naturf. Ges. Bern*, Bd 15, 1955, N. F., p. XI-XVIII.

(3) *Voir* cartes dans H. R. Grunau (1953) et dans R. W. VAN BEMMELEN, *The Geology of Indonesia*, La Haye, 1949, *pl*, 26.

(4) Dans la plupart des langues parlées à Timor, ce terme désigne une pierre et, par extension, une montagne rocheuse escarpée, en général formée de calcaire massif, et c'est dans ce sens qu'il a été repris dans la littérature géologique (Molengraaff, Brouwer, etc.).

(5) J. WANNER, *Z. Deutsch. Geol. Ges.*, Bd 108, 1956, p. 109.

(6) *Voir* H. A. BROUWER, *Summary of the geological results* (*Geol. Exp. to the Lesser Sunda Islands*, 4, 1942, p. 154-160).

PHYSIQUE ATMOSPHÉRIQUE. — *Nouvel équipement pour l'étude du nuage radioactif.* Note (*) de M. **HUBERT GARRIGUE**, transmise par M. Jean Cabannes.

On équipe une voiture légère pour mesures rapides en campagne. Résultats des premiers essais : activité β assez intense d'échantillons des 6 et 7 avril 1957. Activité β résiduelle à très longue période d'échantillons anciens (plusieurs années).

De nombreux travaux ont amené à conclure que, depuis une dizaine d'années, l'atmosphère libre, jusqu'aux plus grandes altitudes explorées (actuellement, altitude maxima environ 6 000 m, avec un avion spécialement équipé), était souillée par le « nuage radioactif » provenant d'essais de bombes et probablement aussi de l'industrie atomique. Le captage des impuretés se faisant sur un récepteur de grandes dimensions, on avait été amené à créer une chambre d'ionisation spéciale à grande fenêtre mince (2,7 mg/cm^2), pour l'analyse des échantillons ainsi recueillis (1).

Il est cependant possible de concentrer assez facilement sur une petite surface, de l'ordre de quelques centimètres carrés, les impuretés radioactives intéressant un volume important d'air libre, soit par l'utilisation de résidus d'évaporation d'échantillons de précipitations atmosphériques, soit par le captage des impuretés par l'effet électrique corona, directement sur une électrode de petites dimensions. On peut alors éviter d'avoir recours

aux dispositifs d'analyse pour échantillons de grande surface (chambre d'ionisation, compteur de grand volume, compteur à scintillation) et utiliser le classique équipement à compteur de « Geiger ». En même temps, la diminution des dimensions des échantillons et des appareils permet d'augmenter encore la valeur totale de l'activité mesurée, par rapport au fond cosmique et terrestre, principalement lorsqu'on analyse des rayons β de faible énergie.

Afin de faciliter les recherches en campagne et sur le terrain d'aviation, on a tenu à équiper une voiture légère avec un ensemble simplifié. La source de courant est une batterie d'accumulateurs de 6 V, 45 Ah, chargée par la dynamo de la voiture. Cette batterie alimente, par l'intermédiaire d'un petit tableau de bord contenant les contrôles nécessaires (intensité et tension), une commutatrice de précision fournissant le courant continu sous 100 V et 0,15 A. L'appareil proprement dit est un amplificateur intégrateur pouvant fonctionner indifféremment sur tous courants (100 à 220 V, continu ou alternatif, 0,110 A). Il mesure directement le nombre d'impulsions reçues des compteurs, selon plusieurs échelles de grandeur, pour une sensibilité d'entrée de 0,15 V et un temps de réponse global de 10^{-3} s :

1° Toute la déviation du galvanomètre de mesure : 30 impulsions/mn. avec une constante de temps de 2 mn.

2° Toute la déviation, successivement pour 50, 100, 500, 1000, 5 000 et 10 000 impulsions/mn. Les constantes de temps peuvent varier de quelques secondes à 4 mn.

L'exactitude des indications, dont la précision est de 5 à 15 %, peut être contrôlée par le moyen d'échantillons radioactifs servant d'étalon (radium et carbone 14). Les qualités de l'intégrateur sont contrôlées par le moyen d'une impulsion unique, injectée, à l'aide d'une commande manuelle, à l'entrée de l'appareil, la constante de temps du circuit de mesures étant alors réduite à sa plus petite valeur.

L'appareil, dont le circuit d'entrée est filtré par une diode au germanium, a une dérive de zéro inférieure au 5/100ᵉ de la déviation totale du galvanomètre de mesure, pour la plus grande sensibilité, même avec une alimentation fortement perturbée (secteur ou commutatrice).

Au cours des premiers essais de ce dispositif, on a détecté, avec une durée totale d'opération de quelques heures, l'activité β (et également γ) d'origine atomique de deux échantillons. Le premier, prélevé en vol, le 6 avril 1957, à 1800 m d'altitude, le second obtenu par évaporation de 1 kg de givre déposé au sommet du Puy de Dôme à 1450 m d'altitude, les 7 et 8 avril 1957 (activités à longue période, intensités de l'ordre des maxima observés jusqu'à ce jour).

On a également détecté l'activité résiduelle β à très longue période de

nombreux échantillons de petite dimension, recueillis depuis plusieurs années.

(*) Séance du 15 avril 1957.
(1) *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 1207.

RADIOBIOLOGIE. — *Effet d'un sérum antiglandulaire sur la radiosensibilité cutanée du Rat.* Note de M. **Jean Loiseleur**, M[lles] **Liliane Catinot**, **Michelle Petit** et M[me] **Muguette Leval**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

Le traitement du Rat par un sérum antiglandulaire entraîne une augmentation considérable de la radiosensibilité cutanée.

La peau des petits Mammifères constitue un objet favorable pour l'étude de la radiosensibilité. L'administration d'une dose de 2 500-3 500 r sur la peau du Rat entraîne la chute du poil vers le 20e jour consécutif à l'irradiation; après cinq à six semaines, la repousse est totale, sans autre incident (1). Nous avons étudié les relations entre cette radiosensibilité et l'activité du tissu conjonctif, en exaltant cette activité par l'injection d'un sérum antiglandulaire.

1. Voici comment la sérothérapie peut intervenir en radiobiologie. Comme on le sait, la viscosité très élevée du tissu conjonctif ralentit son métabolisme; il suffit donc, pour activer ce dernier, de faire intervenir sur celui-ci, un agent susceptible d'agir sur cette viscosité. Le choix d'un tel agent est guidé très simplement en injectant, dans le derme, le mélange de cet agent avec du bleu trypan et en mesurant la diffusion du colorant. Cette technique met en évidence deux groupes d'agents qui possèdent des actions opposées : d'une part, l'hyaluronidase (celle, par exemple, extraite du testicule de Taureau), qui diminue la viscosité en dépolymérisant les mucopolysaccharides; d'autre part, les extraits de certaines glandes (thymus, hypophyse, pancréas, surrénales) qui ralentissent la diffusion. Par voie de conséquence, pour entraîner inversement l'augmentation de la diffusion et, en même temps, l'activation du tissu conjonctif, il suffit de s'opposer à l'action de ces glandes en préparant le sérum antiglandulaire correspondant. On injecte au Lapin, pendant trois semaines, le broyat des glandes précitées. Le sérum obtenu augmente considérablement la diffusion, en se montrant, dans les mêmes conditions expérimentales, environ deux fois plus actif que l'hyaluronidase.

2. Des rats ne subissent aucun traitement et constituent les témoins. Un autre groupe reçoit, pendant quatre jours, l'injection quotidienne de 0,2 ml du sérum. Dès la fin du traitement, on administre, à tous ces

animaux, sur une zone circulaire (diamètre : 2 cm) de la région dorso-lombaire, une dose de 3 500 r (tube Holweck, 37,5 kV, 15 mA, filtration par 0,05 mm d'Al, distance anticathode/peau : 17 cm), le reste de l'animal étant protégé par une feuille de plomb.

Chez les animaux traités avec le sérum, la chute du poil débute dès le 10e jour. Le 14e jour, tous les animaux présentent une radionécrose localisée, entraînant l'élimination totale du cercle de peau irradié et comparable à une ablation par un emporte-pièce.

L'expérience comporte également un groupe d'animaux traités par l'injection quotidienne de 30 unités d'hyaluronidase pendant la même période. Au 14e jour, ces rats présentent seulement un début d'épilation, ce qui établit, pour le sérum, une efficacité supérieure à celle de l'hyaluronidase. A la même date, rien ne peut encore être observé chez les témoins.

Le résultat de cette expérience établit d'abord une interdépendance rigoureuse entre la radiosensibilité et l'activité du métabolisme. D'autre part, si l'on admet que l'augmentation du métabolisme, consécutive à l'action du sérum, s'accompagne d'une élévation parallèle du taux de l'oxygène dans le tissu, l'augmentation de la radiosensibilité, constatée ici, rentre dans le cadre des résultats expérimentaux précédemment acquis, qui relient la radiosensibilité à l'activation de l'oxygène présent, à l'état libre, dans la cellule irradiée (2).

(1) Si la dose atteint ou dépasse 4 500 r, la chute du poil apparaît plus précocement, vers le 8e jour, et s'accompagne d'une radiodermite.

(2) La radiosensibilité diminue au cours de l'asphyxie (A. Lacassagne, *Comptes rendus*, **215**, 1942, p. 231), ou de l'hypoglycémie (F. Baclesse et J. Loiseleur, *C. R. Soc. Biol.*, **141**, 1947, p. 743 et 1160); elle augmente au cours de l'hypoglycémie insulinique (J. Loiseleur et G. Velley, *Comptes rendus*, **230**, 1950, p. 2132).

ANALYSE BIOCHIMIQUE. — *Extraction et fractionnement des lipides du sérum par les protéines sériques préalablement précipitées*. Note (*) de M. **Jean-Louis Delsal**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

Deux méthodes sont décrites permettant d'extraire les liquides par fixation sur les protéines sériques préalablement précipitées par l'hydroxyde de zinc (A) et par l'acide trichloracétique 5 % (B). La méthode A permet d'obtenir les lipides totaux purifiés. La méthode B sépare les lipides en deux fractions : 1° cholestérol et glycérides; 2° phosphore lipidique.

Lorsqu'on précipite les protéines sériques *directement* par le mélange éthanol-éther, ou le chloroforme-méthanol, ou le méthylal-méthanol, l'extrait lipidique obtenu contient de nombreuses impuretés non lipidiques et principalement de l'urée. La redissolution de l'extrait lipidique sec

dans le chloroforme ou l'éther de pétrole purifie seulement partiellement ces lipides.

Des moyens ont été proposés pour éliminer ces impuretés. W. M. Sperry [1] décrit une microméthode basée sur le lavage des lipides selon J. Folch et col. [2]. Une telle méthode est délicate en micro-analyse. Nous l'avons cependant appliquée sur les lipides de 5 à 10 ml de sérum et avons constaté une baisse de poids des lipides pouvant atteindre 25 %. Ceci démontre l'importance des impuretés non lipidiques dans les extraits lipidiques directs.

Un autre moyen consiste à éliminer ces impuretés non lipidiques *avant* d'extraire les lipides. C'est ce moyen qui a retenu notre attention. De plus, notre but a été de mettre au point des méthodes simples, applicables en clinique, et permettant le dosage de maximum de substances avec le minimum de sérum.

Voici deux méthodes d'analyse conduisant à des résultats intéressants.

A. *Méthode de précipitation par l'hydroxyde de zinc.* — C'est le principe de la méthode de Somogyi [3]. Nous précipitons 1 ml de sérum, mélangé avec 7 ml d'eau distillée, par 1 ml de solution à 10 % de SO_4Zn, 7 H^2O et 1 ml de soude 0,5 N. Après 15 mn nous centrifugeons et lavons le précipité (deux fois) avec 5 ml d'eau distillée. Le premier surnageant et les deux liquides de lavages sont réunis et complétés à 25 ml avec de l'eau distillée. On peut doser, sur cette solution, notamment l'urée et le calcium.

Les lipides du précipité des lipoprotéines sont extraits par 25 ml de solvant des lipides : méthylal-méthanol (4/1) ou chloroforme-méthanol (2/1) ou éthanol-éther (3/1). Après 30 mn de repos nous centrifugeons et lavons les protéines avec 10 ml de solvant. Les solvants d'extraction et de lavage sont réunis et évaporés, sous vide, à une température inférieure à 45°. Les lipides sont dissous dans le chloroforme (10 ml); ils sont presque complètement solubles à l'exception d'un très léger résidu contenant des traces de phosphore organique. Nous dosons, sur cette solution chloroformique, le cholestérol total, libre et estérifié ainsi que le phosphore lipidique. On obtient, par cette méthode, des lipides purifiés ne contenant ni urée, ni phosphore minéral (celui-ci restant avec les protéines).

Les protéines, restant après l'extraction des lipides, sont reprises dans 20 ml de solution d'acide trichloracétique à 5 %. L'hydroxyde de zinc passe en solution ainsi que le phosphore minéral (qui peut être dosé), et les protéines précipitent. Les protéines ainsi obtenues sont purifiées et ne contiennent ni azote non-protéinique, ni azote lipidique. On peut, après centrifugation, les dissoudre dans de la soude N/10 et les doser par micro-Kjeldahl, par transformation en biuret ou le réactif des phénols de Folin et Ciocalteu selon la méthode de O. H. Lowry et col. [4].

Si l'on veut obtenir des protéines dénaturées au minimum, on appliquera cette méthode en précipitant les protéines à $+ 4°$ et en les délipidant à $— 15°$. Les protéines seront ensuite éluées du précipité d'hydroxyde de zinc, après ces opérations, par un tampon phosphaté pH 7,5, force ionique I et dialysées.

De nombreux auteurs utilisent notre méthode [5] d'extraction des lipides du sérum par le méthylal-méthanol; nous leur conseillons cette modification permettant d'obtenir des lipides purifiés.

Si l'on reprend le résidu sec lipidique dans l'éther de pétrole, au lieu du chloroforme, on dissout moins de cholestérol et de phospholipides. Cependant, en employant l'éther de pétrole, il n'y a jamais de séparation en deux fractions comme nous allons l'observer dans la méthode suivante.

B. *Méthode de précipitation par l'acide trichloracétique.* — Nous utilisons 10 ml d'acide trichloracétique à 5 % pour précipiter les protéines de 1 ml de sérum. Cette concentration est suffisante pour que la précipitation des protéines soit complète (à l'exception des mucoprotéines) et faire passer en solution : les chlorures, les sulfates, le phosphore minéral et acidosoluble, les substances azotées non-protéiniques et principalement l'urée, le calcium, le sodium. Après un contact de 15 mn et centrifugation, les protéines sont lavées deux fois avec 5 ml d'acide trichloracétique à 5 %. Le premier surnageant et le liquide des deux lavages sont réunis et complétés à 25 ml avec de l'acide trichloracétique à 5 %. On peut doser, sur cette solution, les composés précédemment énoncés.

On ajoute ensuite 25 ml de solvant des lipides aux protéines précipitées. Comme l'ont déjà constaté G. et J. Delaville [6], une partie des protéines (albumine) se dissout dans cet extrait lipidique des solvants utilisés (pH 3,0). On neutralise jusqu'à pH 6,5-7,0 (électrode de verre) avec de l'éthylate de sodium, d'abord normal, puis N/10 à la fin de la neutralisation. Les protéines précipitent complètement. Après un contact de 30 mn, on centrifuge et lave les protéines avec 10 ml de solvant qu'on ajoute, après centrifugation, à la première extraction. Les solvants sont évaporés sous vide à une température inférieure à 45°. Le résidu sec est repris par l'éther de pétrole (60°-80°). On obtient une fraction I soluble dans l'éther de pétrole; le résidu, insoluble dans l'éther de pétrole, est soluble dans le méthanol ou l'eau distillée et constitue la fraction II. Nous constatons alors que la fraction I contient tout le cholestérol du sérum avec les glycérides et pas du tout de phosphore lipidique et qu'au contraire la fraction II ne contient pas de cholestérol et tout le phosphore lipidique sous forme d'un complexe (dont l'analyse sera donnée ultérieurement) qui a le caractère analytique tout à fait spécial d'être soluble dans l'eau distillée. On dose le cholestérol sur la fraction I et le phosphore lipidique sur la fraction II.

Après extraction des lipides les protéines se dissolvent très facilement dans la soude N/10 et peuvent être dosées. Les résultats sont sensiblement égaux à ceux obtenus avec la méthode A.

Cette méthode B ne convient pas pour le dosage des lipides totaux, c'est, dans ce cas, la méthode A qu'il faut employer.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Methods of Biochemical Analysis*, 2, 1955, p. 83.

(2) *J. Biol. Chem.*, 191, 1951, p. 833.

(3) *J. Biol. Chem.*, 86, 1930, p. 655 et 87, 1930, p. 339.

(4) *J. Biol. Chem.*, 193, 1951, p. 265.

(5) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 26, 1944, p. 99.

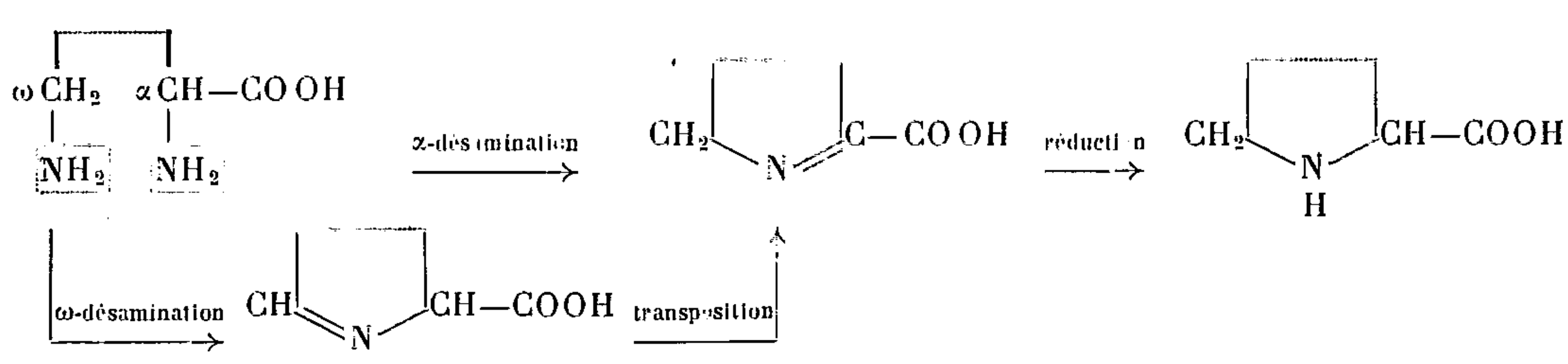
(6) *Ann. Pharm. Franç.*, 12, 1954, p. 109.

(*Institut Razi, Téhéran, Iran.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Désamination de l'ornithine et de la lysine sélectivement marquées par l'azote lourd par la L-aminoacide-déshydrogénase du foie de Dindon.* Note (*) de MM. **Paul Boulanger, Jean Coursaget, Jean Bertrand** et **Roger Osteux**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

Grâce à l'utilisation d'ornithine et de lysine sélectivement marquées en α et en ω par l'azote ^{15}N, il est démontré que l'action de la L-aminoacide-déshydrogénase du foie de Dindon *in vitro* sur les acides α, ω-diaminés est une α-désamination.

Dans plusieurs Notes précédentes (1) deux d'entre nous ont étudié l'action de la L-aminoacide-déshydrogénase du foie de Dindon sur les acides aminés basiques (arginine, ornithine, lysine) et la nature des produits obtenus était nettement en faveur d'une désamination en α de l'ornithine et de la lysine.



Toutefois, l'hypothèse d'une transposition ne pouvant être exclue *a priori*, la preuve définitive devait être fournie par l'emploi d'ornithine ou de lysine marquées sélectivement par ^{15}N dans le groupement α-NH_2 ou δ-NH_2. Ce sont les résultats de ces expériences que nous rapportons ci-dessous.

L'ornithine et la lysine marquées ont été synthétisées à partir de phtali-

mide-^{15}N par la méthode générale de Gabriel et de Sørensen [*cf.* pour l'ornithine : M. R. Stetten (²); pour la lysine : H. R. V. Arnstein, G. D. Hunter, H. M. Muir et A. Neuberger (³)].

La désamination est effectuée selon le dispositif expérimental classique, en fioles de Warburg, avec de la L-aminoacide-déshydrogénase purifiée (⁴); la consommation d'oxygène est suivie jusqu'au terme de la réaction, puis le contenu des fioles est déprotéinisé, soit par chauffage pendant 2 mn à 100° C en milieu acide, soit par l'acide trichloracétique (concentration finale, 10 %). L'ammoniaque libérée par la désamination est distillée, dosée, et la concentration en ^{15}N est déterminée. Dans le liquide restant après distillation, qui contient essentiellement le D-aminoacide non désaminé et le produit de désamination de la forme L, avec éventuellement une petite quantité d'azote aminé provenant de la préparation enzymatique, l'azote total est dosé par la méthode de Kjeldahl et sa concentration isotopique est mesurée par spectrométrie de masse.

Le tableau suivant reproduit un exemple des résultats expérimentaux que nous avons obtenus.

Acides aminés.	Concentration en ^{15}N initiale en excès % (± 0,005).	Concentration en ^{15}N en excès % (± 0,005). Ammoniaque libérée : théorique.	trouvée.	Produit de désamination : théorique.	trouvée.
DL-Ornithine-α ^{15}N.....	1,452	2,904	2,851	0,968 (*)	0,828
DL-Ornithine-δ ^{15}N.....	3,027	0,000	0,005	4,036	3,532
DL-Lysine-α ^{15}N.......	1,787	3,574	3,135	1,191 (*)	1,104
DL-Lysine-ε ^{15}N........	3,049	0,000	0,135	4,066	4,657 (**)

(*) La concentration isotopique du résidu de désamination tient à la présence du D-aminoacide, non désaminé par la L-AAD.

(**) L'excès d'azote lourd peut être ici sans doute attribué à une dégradation partielle, non enzymatique et postérieure à l'essai lui-même, de la D-lysine restante.

Ces nombres sont suffisamment démonstratifs pour que leur interprétation ne pose aucun problème (nous avons en particulier jugé superflus de nouveaux essais sur les formes L pures, ce qui aurait exigé au préalable la délicate et fastidieuse résolution des racémiques) et le processus d'α-désamination de la L-ornithine et de la L-lysine par la L-aminoacide-déshydrogénase du foie de Dindon *in vitro* peut donc être considéré comme établi.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(¹) P. Boulanger et R. Osteux, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 1409; 235, 1952, p. 524; 238, 1954, p. 406; 241, 1955, p. 125; *Biochimica Biophysica Acta*, 21, 1956, p. 552.

(²) *J. Biol. Chem.*, 189, 1951, p. 499.

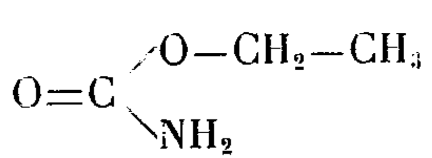
(³) *J. Chem. Soc.*, 1952, p. 1329.

(⁴) P. Boulanger et R. Osteux, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 613.

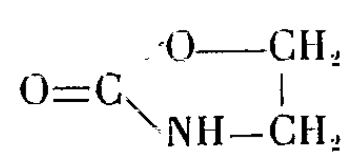
CYTOTOXICOLOGIE. — *Sur les propriétés antimitotiques d'uréthanes et thiouréthanes cycliques.* Note (*) de MM. **René Truhaut** et **Guy Deysson**, présentée par M. René Fabre.

La cyclisation de la molécule d'uréthane ne modifie pas les caractères généraux de l'action exercée sur la division des cellules végétales, mais elle exalte l'activité mitoclasique. Le thiodérivé correspondant et surtout le dérivé benzylé à l'azote sont actifs à des concentrations nettement plus faibles.

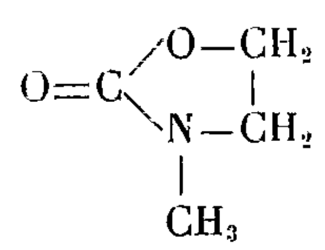
Dans une Note précédente ([1]), étudiant l'influence de substitutions diverses sur les propriétés antimitotiques de l'uréthane vis-à-vis de la cellule végétale (méristèmes radiculaires d'*Allium cepa* L.), nous avons rapporté le résultat de recherches que nous avons effectuées sur l'activité de l'uréthane du glycol et de divers dérivés. Nous avons montré que si les propriétés antimitotiques de l'uréthane se retrouvent, un peu diminuées, chez l'uréthane du glycol, elles sont, par contre, nettement renforcées chez l'hydrazine monouréthane du glycol et surtout chez l'uréthane du glycol chloré. La présente Note est consacrée à l'étude des propriétés antimitotiques de l'oxazolidone, composé résultant de la cyclisation de la molécule d'éthyluréthane, de deux de ses dérivés de substitution à l'azote et d'homologues obtenus par remplacement des atomes d'oxygène par des atomes de soufre. Les formules des divers dérivés étudiés sont rassemblées ci-dessous :



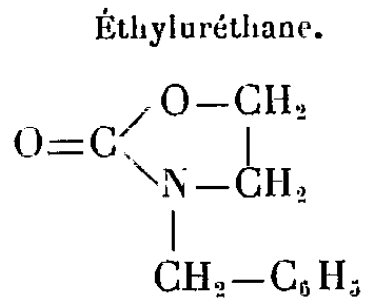
Éthyluréthane.



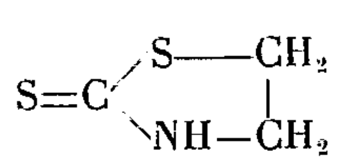
Oxazolidone.



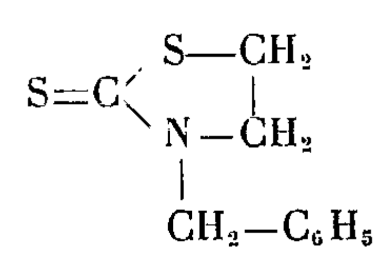
Méthyloxazolidone.



Benzyloxazolidone.



Thiothiazolidone.



Benzylthiothiazolidone.

Nos expériences, dont le détail sera publié d'autre part, nous permettent de conclure que la cyclisation de l'éthyluréthane entraîne une élévation du seuil d'activité mitodépressive et une augmentation importante de l'activité mitoclasique. Quelques stathmocinèses apparaissent déjà avant toute modification de l'index mitotique, dans le cas de l'oxazolidone, mais, lorsqu'une action mitoclasique nette se manifeste, elle est bientôt suivie de la disparition des mitoses ou de la mort. D'autre part, cette action mitoclasique présente une particularité rarement observée sur le matériel

utilisé dans ces expériences : celle de provoquer, au début, l'apparition d'une quantité notable de « métaphases en étoile », c'est-à-dire de contracter fortement le fuseau avant de lui faire perdre toute orientation de structure.

L'addition d'un radical méthyle à la molécule d'oxazolidone ne modifie pas les propriétés mitoclasiques, mais abaisse le seuil de l'inhibition préprophasique, les propriétés mitodépressive et mitostatique devenant ainsi à peu près identiques à celles de l'éthyluréthane (seuil d'activité mitostatique réversible : $1{,}25.10^{-4}$ M dans les deux cas). L'addition d'un radical benzyle, au contraire, abaisse nettement le seuil des diverses actions exercées; une action mitodépressive s'observe dès la concentration de $9{,}25.10^{-7}$ M et une action mitostatique réversible dès la concentration de $1{,}85.10^{-6}$ M. Ces concentrations seuils sont les plus faibles que nous ayons observées dans la série des uréthanes que nous avons étudiés. L'activité mitoclasique se retrouve chez la benzyl-oxazolidone comme chez les autres uréthanes cycliques, mais moins importante, la faible solubilité du produit ne permettant pas de mettre en œuvre des concentrations suffisantes.

Par rapport à l'oxazolidone, le thiodérivé correspondant (thiothiazolidone) présente des seuils d'activité nettement plus bas et la zone d'inhibition préprophasique est nettement plus étendue, de sorte que, contrairement à l'oxazolidone, il est facile d'obtenir avec ce composé une action mitodépressive simple ou mitostatique réversible. Le seuil d'activité mitoclasique, par contre, est plus rapproché du seuil d'activité mitostatique et il ne se forme jamais qu'un nombre réduit de stathmocinèses.

Le renforcement de l'activité obtenu en remplaçant l'oxygène par du soufre dans la molécule de l'oxazolidone est cependant plus faible que celui qui résulte de la substitution à l'azote par le radical benzyle; il était donc extrêmement intéressant d'essayer de combiner ces deux actions. Malheureusement, la benzylthiothiazolidone n'a pu être utilisée qu'à des concentrations trop faibles par suite de son insolubilité et nos résultats ne permettent pas, pour cette raison, de faire la comparaison envisagée.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2189.

(*Faculté de Pharmacie, Paris.*)

BACTÉRIOLOGIE. — *Action bactéricide et virulicide du glyoxal.* Note (*) de MM. **J. André Thomas** et **Claude Hannoun**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le glyoxal, premier terme de la série des dialdéhydes, a une activité bactéricide sensiblement égale à celle de la formaldéhyde sur des bactéries Gram + (Staphylocoque). Il a une activité virulicide dix fois plus grande que celle du formol, à l'égard du virus de la grippe.

Nos recherches sont la suite de celles poursuivies par l'un de nous sur

la production d'un virus aphteux de virulence atténuée ([1]). L'analyse des corps que les conditions des expériences amenaient à supposer inhibiteurs, a conduit à étudier l'action sur le virus grippal en culture sur embryon de Poulet, de nombreux produits de condensation par le formol d'acides aminés et de leurs dérivés : nous avons d'abord essayé pendant un an l'activité de 254 préparations sur le virus de la grippe, inoculé à 5 600 œufs de Poule embryonnés. Puis le formol a été remplacé par le glyoxal, à titre de comparaison et, depuis quelques mois, le glyoxal utilisé seul, comme témoin. Nous avons alors constaté l'activité virulicide propre du glyoxal à l'égard du virus de la grippe (d'autres résultats seront exposés par l'un de nous) et nous avons recherché son pouvoir bactéricide, mentionné déjà dans de rares cas par quelques auteurs ([2]), ([3]), ([4]). Au moment de publier, nous lisons une note préliminaire de travailleurs hollandais, en date du 6 avril ([5]) sur l'activité virulicide de dérivés du glyoxal, à l'égard du virus grippal : ces travailleurs ne parlent pas du glyoxal lui-même, premier terme de la série : CHO—CHO.

Pouvoir bactéricide. — Des disques de papier de 10 mm de diamètre, imprégnés de solution de glyoxal, soit à 10 %, soit à 1 %, puis séchés à 37° C, sont placés à la surface d'une gélose nutritive, en boîte de Petri, après ensemencement en nappe du germe étudié. Au bout de 24 h d'incubation, la largeur de l'anneau d'inhibition de la culture autour du disque est mesurée. Cet anneau d'inhibition est le plus souvent important, sa largeur varie selon la concentration du glyoxal et la nature des bactéries utilisées (tableau I).

TABLEAU I.

	Largeur de l'anneau d'inhibition (mm).	
	Glyoxal à 10 %.	Glyoxal à 1 %.
Staphylococcus aureus	13,5	5,5
Vibrio comma	–	4
Streptococcus fæcalis	6,5	2,5
Listeria monocytogenes	–	2
Escherichia coli	8,5	0
Klebsiella pneumoniæ (Friedlander)	6,5	0
Pseudomonas æruginosa (pyocyanique)	5	1

Très suggestive est aussi la comparaison, selon la même méthode et dans une même boîte de Petri, du pouvoir inhibiteur du glyoxal et des antibiotiques les plus actifs sur les germes considérés (disques d'antibiotiques de l'Institut Pasteur) (tableau II). D'autres témoins faits avec de la formaldéhyde à 10 % ne provoquent aucune inhibition par suite de l'évaporation de ce corps, lors de la dessiccation des disques.

TABLEAU II.

Escherichia coli	Glyoxal 10 %	9,5 mm
	Streptomycine	10,5
Salmonella typhi	Glyoxal 10 %	13,5
	Chloramphénicol	10
Staphylococcus aureus	Glyoxal 10 %	15,5
	Pénicilline	14

Cette activité bactériostatique résulte d'un pouvoir bactéricide, comme l'établit l'expérience suivante. Des cultures repiquées de la veille sont ensemencées en bouillon ordinaire (2 gouttes de semence pour 10 ml); à ces cultures, on ajoute soit le glyoxal, soit la formaldéhyde, de façon à obtenir des dilutions connues. L'observation de l'inhibition de la croissance, traduisant le pouvoir bactéricide, est faite après 48 h d'incubation (tableau III).

TABLEAU III.

	Limite de la concentration bactéricide.	
	Glyoxal.	Formaldéhyde.
S. aureus	10^{-3}	10^{-3}
S. typhi	$0,5.10^{-3}$	10^{-4}
P. æruginosa	10^{-3}	10^{-4}
E. coli	$0,5.10^{-3}$	10^{-3}

Le glyoxal a donc une grande activité bactériostatique et bactéricide pour des germes soit Gram +, soit Gram —. Nous retrouvons une activité bactéricide à l'égard de *E. coli* et du B. pyocyanique de même ordre que celle signalée ([2]). Toutefois, la formaldéhyde est plus active que le glyoxal sur les bactéries Gram — examinées; sur des bactéries Gram + (*Staphylococcus aureus*), l'activité est égale.

Pouvoir virulicide. — La source de virus grippal A, PR 8 est une culture en liquide allantoïdien d'embryon de Poulet. On mélange dans un tube 1 ml de ce liquide allantoïdien virulent et 1 ml d'eau distillée contenant la dose de glyoxal; celle-ci n'est pas ajoutée au tube témoin. Les tubes sont portés 1 h au bain-marie à 37°. On titre alors le virus restant : les liquides sont dilués de 10^{-1} à 10^{-9} et on inocule chaque dilution à cinq embryons de Poulet de 11 jours, dans l'allantoïde. Après trois jours d'incubation, le pouvoir hémagglutinant du liquide allantoïdien de chaque œuf est testé; la dilution 50 % infectante est calculée selon L. Reed et H. Muench ([6]). Les résultats de ces expériences sont présentés sous la forme du logarithme de la dilution 50 % infectante (tableau IV).

TABLEAU IV.

Expériences.	Témoins.	Glyoxal dose (μg).	Glyoxal virus restant.	Formaldéhyde dose (μg).	Formaldéhyde virus restant.
1	7,7	200	<1	200	<1
2	7,6	50	<1	50	4,8
3	7,5	10	<2	10	7,5
4	8,1	1	7,4	10	7,9
5	8,2	10	1,6	–	–
		5	3,2	–	–
		1	6,8	–	–

Le glyoxal a donc un pouvoir virulicide intense vis-à-vis du virus grippal, ce pouvoir est au moins dix fois plus grand que celui de la formaldéhyde. Si celle-ci est plus active sur les bactéries Gram — que le glyoxal et sensiblement pas plus active que lui sur des bactéries Gram + (Staphylocoque), il nous semble digne de remarque que le glyoxal ait un pouvoir virulicide dix fois plus grand que celui du formol. Nous analyserons dans une prochaine publication les modalités de l'action inhibitrice du glyoxal sur la multiplication du virus de la grippe.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) J. A. THOMAS, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 694.

(2) E. COOPER et G. FORSTNER, *Bioch. J.*, 18, 1924, p. 941.

(3) H. BLOCH, H. LEHR, H. ERLENMEYER et K. VOGLER, *Helv. Chim. Acta*, 28, 1945, p. 1410.

(4) G. MORGAN et E. COOPER, *Bioch. J.*, 15, 1921, p. 587.

(5) C. A. DE BOCK, J. BRUG et J. N. WALOP, *Nature* (Londres), 179, 1957, p. 706.

(6) *Amer. J. Hyg.*, 27, 1938, p. 493.

Remarques à propos de la Note de MM. J. ANDRÉ THOMAS et CLAUDE HANNOUN, par M. **JACQUES TRÉFOUËL**.

Étant donné que des auteurs hollandais, A. de Bock, I. Brug et N. Walop, viennent de publier, dans une Note préliminaire (6 avril 1957), les résultats de leur travaux ayant trait à l'activité sur le virus grippal, de certains dérivés de la série du glyoxal (et non du glyoxal lui-même), je tiens à signaler que M. André Thomas poursuit des recherches sur l'action du glyoxal CHO—CHO et de certains de ses dérivés, depuis plusieurs mois : action sur les virus et aussi d'autres actions dont je suis informé; je lui avais conseillé de déposer un pli cacheté à l'Académie. Les recherches sur le glyoxal de M. André Thomas et de son collaborateur M. Cl. Hannoun, signalées dans la présente Note, me sont connues depuis décembre 1956.

IMMUNOLOGIE. — *Contribution à l'étude de l'action des antibiotiques sur l'immunité. Action des antibiotiques dans les infections expérimentales de la Souris. Cas d'une vaccination associée à l'infection.* Note (*) de M. **Aldo Farhi**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Des animaux infectés et traités par les antibiotiques peuvent s'immuniser efficacement, à condition d'être soumis simultanément à une vaccination spécifique adéquate.

Dans une Note précédente [1], nous avons étudié l'influence exercée par les antibiotiques dans les infections expérimentales de la Souris soumise ou non à une vaccination antérieure à l'infection. Le présent travail se rapporte à des expériences comportant une vaccination associée à l'infection.

1. Infection a *S. typhimurium*. — *a. Techniques.* — Les techniques utilisées sont les mêmes que celles indiquées dans notre précédente Note (infection à *S. typhimurium*), mais, cette fois, la vaccination n'est commencée que le jour même de la première infection des souris.

b. Résultats. — Le tableau I indique le nombre d'animaux de chaque groupe ayant succombé lors de l'infection, puis de la réinfection.

Tableau I.

		Témoins,		Chloramphénicol.		Tétracycline.	
		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
Infection	Morts.....	38	10	11	8	4	3
	(%).......	(76)	(20)	(22)	(16)	(8)	(6)
Réinfection	Morts.....	5	2	20	3	23	3
	(%).......	(37)	(8)	(80)	(12)	(92)	(12)

c. Conclusions. — En ce qui concerne les animaux des groupes III et V, traités par les antibiotiques, cette expérience a confirmé les résultats précédemment obtenus, à savoir que le traitement d'animaux infectés et non vaccinés, s'il permet leur guérison, les laisse dépourvus de toute immunité acquise solide. Mais deux autres observations importantes peuvent être faites. Des animaux infectés et traités par les antibiotiques peuvent s'immuniser efficacement, à condition d'être soumis simultanément à une vaccination spécifique adéquate. D'autre part, chez des animaux infectés, non traités et soumis à une vaccination au cours même de l'infection (groupe II), la mortalité est inférieure de quatre fois à celle des témoins infectés, non vaccinés (groupe I).

2. Infection a *D. pneumoniæ*. — *a. Techniques.* — Les techniques utilisées sont les mêmes que celles indiquées dans notre précédente Note

(infection à *D. pneumoniæ*), à cette différence près, que la vaccination n'est commencée que le jour même de la première infection des souris.

b. Résultats. — Le tableau II indique le nombre d'animaux de chaque groupe ayant succombé lors de l'infection, puis de la réinfection.

TABLEAU II.

		Témoins.		Pénicilline.		Dihydro-streptomycine.		Tétracycline.	
		I.	II.	III.	IV.	V.	VI.	VII.	VIII.
Infection	Morts ...	50	34	0	1	1	0	0	1
	(%).....	(100)	(68)	–	–	–	–	–	–
Réinfection	Morts ...	–	–	15	1	21	1	22	0
	(%).....	–	–	(60)	–	(84)	–	(88)	–

c. Conclusions. — Les résultats obtenus dans les groupes III à VIII confirment, dans le cas du Pneumocoque, l'efficacité de la vaccination associée au traitement de l'infection par les antibiotiques. En ce qui concerne le groupe II (animaux vaccinés, non traités par les antibiotiques), la valeur thérapeutique d'une vaccination associée est moindre que dans le cas des infections à Salmonelles. Cette vaccinothérapie n'en a pas moins permis la survie de 32 % des animaux, alors que la totalité des 50 souris témoins, non vaccinées, mourait dans les 72 h.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2204.

La séance est levée à 15 h 30 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 4 février 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Roger Heim*, Les Agarics hallucinogènes du genre *Psilocybe* recueillis au cours de notre récente mission dans le Mexique méridional et central en compagnie de M. Gordon Wasson :

Page 696, 29e ligne, *au lieu de* cuir^3 ya^{2}jo^{3}T$'$o^{3}ki^3, *lire* cuir^{3}ya^{3}jo$^{3'}$o^{3}ki^3.

» 698, 6e ligne, *au lieu de* rachnoïde, *lire* arachnoïde.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 29 AVRIL 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Francesco Severi**, élu Associé étranger le 18 février 1957 en remplacement de M. *Albert Einstein*, décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences mathématiques et physiques.

M. le **Président** donne lecture du décret en date du 8 mars 1957, approuvant son élection et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

M. **Jean Leray** signale la présence de M. **Hassler Whitney**, Membre de l'Académie Nationale des Sciences des États-Unis, Professeur à l'« Institute for advanced study » de Princeton, New Jersey. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Étude au microscope électronique des réactions pulmonaires initiales à l'introduction expérimentale de bacilles tuberculeux*. Note de MM. **Albert Policard**, **André Collet** et Mlle **Henriette Noufflard** (1).

Par microscopie électronique, des réactions pulmonaires, 7 jours après l'introduction intratrachéale chez le Rat de bacille tuberculeux très virulent, apparaissent comme des granulomes à monocytes. Les cellules sont peu modifiées au point de vue inframicroscopique. Les bacilles sont tous phagocytés et en voie de lyse.

Dans le cadre de recherches sur la pathogénie de la silicotuberculose, nous avons été amenés à préciser au microscope électronique les premières réactions du tissu pulmonaire à l'introduction expérimentale du bacille tuberculeux (2).

En raison de son emploi antérieur au point de vue silicose, le Rat a été utilisé. Il est fort résistant vis-à-vis du bacille tuberculeux, ce qui offre à la fois des avantages et des inconvénients pour nos recherches.

Le bacille était du type bovin (souche Ravenel) très virulent, entretenu sur milieu de Dubos, avec passages fréquents sur la Souris pour maintenir sa virulence.

L'inoculation, massive, était intratrachéale : 0,5 cubes d'une culture de 8 jours sur milieu de Dubos, correspondant à 2 mg de bacille tuberculeux (BK) (poids humide), ou 40 millions de groupes de BK. A cette dose le poumon de Rat se montre cependant peu sensible.

La technique microélectronique était du type classique : fixation au Palade, inclusion au méthacrylate, coupes au Porter avec couteau de diamant de Fernandez-Moran, examen au RCA, EMU, 3 A.

Les descriptions données ici correspondent à des réactions de 7 jours après l'inoculation. La résistance du poumon s'est montrée très considérable malgré la virulence du bacille. Après 7 jours, tous les bacilles étaient phagocytés. Les cellules ne montraient pas de modifications dégénératives même au microscope électronique. Nous n'avons pas observé les structures linéaires et granuleuses concentriques du cytoplasma récemment décrites par B. Cedergren [3].

Les bacilles eux-mêmes montraient des signes nets de dégénérescence : corps bacillaire plus ou moins désintégré, gaine péribacillaire gonflée et distendue. Entre la limite extérieure de la gaine et le cytoplasma s'observe souvent une vacuole claire plus ou moins volumineuse et facilement distinguée de la gaine gonflée; ces images sont très voisines de celles décrites par E. M. Brieger et A. M. Glauert [4] dans des cellules pulmonaires et spléniques 8 jours après injection intraveineuse chez le Lapin. La ressemblance est moins grande avec les aspects du bacille humain isolé décrit sur coupes ultraminces par F. J. Bassermann [5] et d'apparence plus homogène. Des réserves sont peut-être à faire sur la possibilité d'artefacts, liés à l'enrobage au méthacrylate. Celui-ci a une certaine tendance à dissocier les corps bactériens par le jeu de tensions internes dans la masse d'enrobage au moment de sa polymérisation.

La réaction pulmonaire au BK est histologiquement très caractéristique. Au septième jour elle est essentiellement monocytaire. Sans être tout à fait absents, les polynucléaires sont beaucoup moins nombreux qu'avec les particules de silice [6]. On sait depuis longtemps que la réaction tuberculeuse est toujours à monocytes. Par contre, les grandes cellules riches en doubles lamelles ergastoplasmiques (réticulo-histiocytes), très nombreuses dans les granulomes à silice de 7 jours [7], font ici défaut. Les grains de Palade sont au contraire fort abondants dans le cytoplasma.

Au microscope optique comme au microscope électronique, on constate une alvéolite à monocytes avec œdème accentué et réaction lympho-monocytaire des cloisons alvéolaires sans modifications sensibles des systèmes de réticuline (coloration à l'argent).

Les cellules des foyers réactionnels appartiennent à trois types reliés entre eux par des intermédiaires, ce qui permet de penser à l'existence, dans cette réaction, d'un même type cellulaire avec des attitudes fonctionnelles différentes.

1. Des monocytes du type *lymphocytes* sont disposés par petits groupes, généralement au niveau des cloisons. Au microscope électronique, leur cytoplasma est peu abondant, leurs mitochondries d'apparence normale, mais petites et rares. Ils ne renferment pas de bacilles.

2. Certaines cellules apparaissent comme des *histiocytes* typiques, avec des mitochondries petites mais très abondantes. Elles renferment quelquefois des BK, mais sans que leur disposition générale soit modifiée. Les bacilles ne paraissent pas avoir d'influence sur les structures cytoplasmiques inframicroscopiques. Aucune analogie n'est possible avec l'action des particules de silice. Sur des cellules identiques, celles-ci paraissent beaucoup plus nocives.

Certains histiocytes montrent une transformation très nette de leur réticulum endoplasmique en ergastoplasma. Ils ressemblent à ces formes intermédiaires entre histiocytes et fibroblastes rencontrés dans les granulomes inflammatoires aseptiques évoluant vers la fibrose. Toutefois, dans le granulome à BK, les structures ergastoplasmiques n'atteignent jamais la densité de celles des éléments réticulo-histiocytaires. Ces cellules correspondent manifestement aux formes jeunes des éléments dits « épithélioides » dans les anciennes descriptions.

3. Dans les cavités des alvéoles, on rencontre des *cellules du revêtement alvéolaire devenues libres* ou en voie de détachement. Ces éléments présentent des signes nets de dégénérescence. Beaucoup présentent des bacilles. Ces cellules intra-alvéolaires, renfermant ou non des bacilles, ressemblent aux cellules alvéolaires libres du poumon normal. Ceci appuie l'origine pariétale alvéolaire de ces éléments. Les cavités alvéolaires sont remplies surtout par des cellules de ce type. Les cellules lymphocytiformes et les histiocytes y sont rares.

4. Les *capillaires sanguins* montrent des modifications assez importantes. Après 7 jours, ils sont devenus d'une grande rareté, ceci confirmant une donnée ancienne. D'autre part, ceux qui sont encore reconnaissables apparaissent très réduits de dimensions. Ils sont collabés, avec une lumière devenue quelquefois virtuelle. Ces observations conduisent à poser une fois de plus, mais dans l'ordre inframicroscopique, l'ancien problème de la participation de l'endothélium vasculaire aux processus de l'inflammation tuberculeuse.

Telles sont les grandes lignes offertes par la microscopie électronique des lésions réactionnelles initiales du tissu pulmonaire à l'introduction expérimentale du bacille tuberculeux. Des recherches en cours s'efforcent

de préciser la signification des processus constatés et leurs modifications sous l'influence de la silice.

(1) Avec la collaboration technique de Christiane Reuet et Solange Berteaux.

(2) Le Docteur Dubos, du Rockefeller Institute for Medical Research, nous a donné d'utiles conseils.

(3) Communication à la *Ire Conférence européenne de Microscopie électronique*, Stockholm, septembre 1956 (sous presse).

(4) *Tubercle*, 35, 1954, p. 80-85.

(5) *Z. Naturf.*, mai 1956, p. 277.

(6) A. Policard, A. Collet et L. Giltaire-Ralyte, *Presse médicale*, 63, 1955, p. 1775-1777.

(7) A. Policard, A. Collet et S. Pregermain, *Presse médicale*, 65, 1957, p. 121-124.

(8) F. J. Bassermann, *Beitr. klin. Tuberk.*, 115, 1956, p. 173-183.

M. **Maurice Fréchet**, au retour de Leningrad — où il a été représenter l'Académie à la célébration du 250e anniversaire de la naissance du grand mathématicien Euler — informe l'Académie que son geste a été très apprécié.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Maurice Fréchet** :

Proceedings of the Third Berkeley Symposium on Mathematical Statistics and Probability, held at the statistical Laboratory, University of California, december 1954 and July-August 1955. Edited by Jerzy Neyman. Volume I : *Theory of Statistics*. Volume II : *Probability Theory*. Volume III : *Astronomy and Physics*. Volume IV : *Biology and Problems of Health*. Volume V : *Econometrics, Industrial Research, and Psychometry*.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Traité du Calcul des probabilités et de ses applications, par Émile Borel. Tome I. *Les principes de la théorie des probabilités*. Fascicule IV. *Les principes de la statistique mathématique*, par R. Risser et C.-E. Traynard. Livre I. *Séries statistiques*. Deuxième édition revue et augmentée;

2° Roger Simonet. *Les grands travaux d'aujourd'hui et de demain*;

3° Hector Cuenca. *Discurso de orden, pronunciado en el acto academico efectuado el 12 de octubre de 1956, en el paraninfo de la Universidad nacional del Zulia* (Maracaibo);

4° Academia Republicii Populare Romine. 90 *de ani de viată academică în tara noastră. Lucrările sesiunii științifice a Academiei* R. P. R., 2-6 *Iulie* 1956;

5° Gheorghe Titeica. *Geometrie diferentială proiectivă a retelelor*;

6° Congresul national de Stiinte medicale (Roumanie). *Index bibliografic al lucrarilor stiintifice medicale.* 23 *August* 1944-31 *Decembrie* 1955 (en langues roumaine et française).

7° Isaac Newton. *Principiile matematice ale filozofiei naturale.* Traducere și adnotări de Victor Marian. Text revizuit de Victor Vâlcovici;

8° Stefan S. Nicolau. *Elemente de inframicrobiologie generală;*

9° 125 *Jahre Technische Hochschule Hannover,* 1956;

10° *Catalogus Professorum. Der Lehrkörper der Technischen Hochschule Hannover,* 1831-1956;

11° *Dissertationen der Technischen Hochschule Hannover.* I. *Studienjahre* 1954 *and* 1955.

ALGÈBRE. — *Application de la méthode de Chiò de développement d'un déterminant, à la localisation des zéros d'un polynome.* Note de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Henri Villat.

Soit le polynome de degré n

$$f(z) = z^n + a_1 z^{n-1} + \ldots + a_{n-1} z + a_n \qquad (a_n \neq 0).$$

On sait que

$$f(z) = (-1)^n \begin{vmatrix} -z & 1 & 0 & \ldots & 0 & 0 \\ 0 & -z & 1 & \ldots & 0 & 0 \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ 0 & 0 & 0 & \ldots & -z & 1 \\ -a_n & -a_{n-1} & -a_{n-2} & \ldots & -a_2 & -a_1 - z \end{vmatrix}$$

le déterminant étant de degré n.

Tous les éléments situés au-dessus de la diagonale principale étant égaux à l'unité, on peut les prendre pour *éléments pivots* de la méthode de développement de Chiò [1] et écrire ainsi $f(z)$ sous la forme d'un déterminant de degré $n-1$.

En travaillant sur l'élément pivot se trouvant sur la première ligne, il vient ainsi

$$f(z) = (-1)^{n-1} \begin{vmatrix} -z^2 & 1 & 0 & \ldots & 0 & 0 \\ 0 & -z & 1 & \ldots & 0 & 0 \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ 0 & 0 & 0 & \ldots & -z & 1 \\ -a_n - a_{n-1} z & -a_{n-2} & -a_{n-3} & & -a_2 & -a_1 - z \end{vmatrix}.$$

En raisonnant sur les lignes de ce déterminant, le théorème de M.

Hadamard montre que les zéros de $f(z)$ se situent dans le domaine Ω_1 formé par la réunion des régions intérieures à la circonférence et à l'ovale de Descartes d'équations

$$\Omega_1 \qquad \left\{ \begin{array}{l} |z| \leqq 1 \\ |z+a_1| - |a_n + a_{n-1} z| \leqq \sum_{k=2}^{n-2} |a_k|. \end{array} \right.$$

En travaillant sur les éléments pivots des $n-2$ autres premières lignes, on peut, de même, définir $n-2$ domaines Ω_k limités par des courbes de même nature. L'intersection de ces domaines définit une région du plan, Ω, où se trouvent les zéros de $f(z)$.

Or on sait que les zéros de $f(z)$ se situent en particulier, dans le domaine D réunion des régions intérieures aux circonférences.

$$\mathrm{D} \qquad \left\{ \begin{array}{l} |z| \leqq 1 \\ |z+a_1| \leqq \sum_{k=2}^{n} |a_k|. \end{array} \right.$$

L'intersection de Ω et D donne une localisation, souvent améliorée, des zéros de $f(z)$.

Remarquons que la mise en œuvre de cette méthode est facilitée lorsque un (ou plusieurs) des coefficients de $f(z)$ est égal à l'unité; si, par exemple, le coefficient $a_{n-k}(n-k \neq 1, 2)$ est égal à un, l'ovale de Descartes qui intervient pour délimiter le domaine Ω_k correspondant se réduit, en effet, à une hyperbole.

(1) WHITTAKER et ROBINSON, *The calculus of observations*, Londres, 1926, p. 71.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Critères de majoration pour les fonctions sous-additives, convexes ou internes.* Note (*) de M. **Solomon Marcus**, présentée par M. Paul Montel.

On obtient, *par un procédé uniforme*, des généralisations des divers critères de majoration connus pour certaines classes de fonctions définies par des inégalités.

1. Cette Note fait suite à une Note antérieure (1). Les définitions et les notations sont celles de cette Note.

THÉORÈME 1. — *Soit $f(x)$ réelle, définie et sous-additive sur $(0, \infty)$. Si $f(x)$ est supérieurement bornée sur un ensemble* E *tel qu'il existe un* N *jouissant de la propriété que, pour chaque $n \geqq N$, $[0, (1/n)] \cap S(E)$ contient un intervalle, alors $f(x)$ est supérieurement bornée sur tout intervalle compact de $(0, \infty)$. Si, en outre, il existe un $x_0 > 0$ tel que $f(x_0) > -\infty$, alors $f(x)$ est bornée sur $(0, \infty)$.*

Démonstration. — Soit, comme dans la démonstration du lemme de (1), un intervalle $I_n \subset [0, (1/n)] \cap S(E)$. Posons $G = \bigcup_{n=1}^{\infty} I_n$. On a, d'après la démonstration du lemme de (1), $(0, \infty) = \bigcup_{n=0}^{\infty} S^n(G)$. Soit I un intervalle compact de $(0, \infty)$. Compte tenu que $S^n(G)$ est ouvert pour chaque n, il existe un système fini d'intervalles $I_{p_1}, I_{p_2}, \ldots, I_{p_r}$, tels que $I \subset \bigcup_{i=1}^{r} I_{p_i}$ et $I_{p_i} \subset S^{p_i}(G)$. Un élément de I_{p_i} est somme de 2^{p_i} éléments de G, donc de 2.2^{p_i} éléments de E [car $G \subset S(E)$]. Posons $p = \max(p_1, p_2, \ldots, p_r)$. Un élément de I est somme de 2.2^p éléments au plus de E. Soit, d'après l'hypothèse, un nombre M, tel que $f(x) < M$ pour $x \in E$; $f(x)$ étant sous-additive sur $(0, \infty)$, on a $f(x) < 2.2^p.M$ pour $x \in I$. Supposons maintenant qu'il existe un $x_0 > 0$, tel que $f(x_0) > -\infty$. On montre exactement comme en (2), que $f(x)$ est bornée sur $(0, \infty)$.

Remarques. — Le théorème 1 généralise le résultat suivant de E. Hille (2) : « Une fonction sous-additive, mesurable et finie sur $(0, \infty)$, est supérieurement bornée sur tout intervalle compact de $(0, \infty)$; si, en outre, il existe un $x_0 > 0$ tel que $f(x_0) > -\infty$, alors $f(x)$ est bornée sur $(0, \infty)$ ». Du théorème 1 on déduit aussi que le théorème de Hille reste vrai si l'on remplace la mesurabilité par la propriété de Baire au sens large. En effet, toute fonction finie et jouissant de la propriété de Baire admet une restriction continue sur un ensemble résiduel [il suffit de tenir compte de la remarque 1 de (1)].

2. Une fonction $f(x)$ est dite convexe si $f((x+y)/2) \leq (f(x)+f(y))/2$.

Théorème 2. — *Soit $f(x)$ réelle, définie et convexe sur (a, b). Soit $E \subset (a, b)$, tel qu'il existe un entier $n \geq 0$ jouissant de la propriété que $S^n(E)$ contienne un intervalle. Si $f(x)$ est supérieurement bornée sur E, elle est continue sur (a, b).*

Démonstration. — Pour ne pas compliquer l'écriture, nous considérons le cas particulier $n = 2$. Soit $(\alpha, \beta) \subset S^2(E)$. Il résulte que pour chaque $x \in (\alpha/4, \beta/4)$ on a

$$x = \frac{1}{2}\left(\frac{s+t}{2} + \frac{u+v}{2}\right),$$

où $s \in E$, $t \in E$, $u \in E$, $v \in E$. On a aussi $(\alpha/4, \beta/4) \subset (a, b)$. Posons

$$p = \frac{s+t}{2}, \qquad q = \frac{u+v}{2}.$$

On a, par suite de la convexité de $f(x)$,

$$f\left(\frac{p+q}{2}\right) \leq \frac{f(s)+f(t)+f(u)+f(v)}{4}.$$

En désignant par M la borne supérieure de $f(x)$ sur E, on a donc $f[(p+q)/2] \leq M$.

Il en résulte ainsi $f(x) \leqq M$ pour chaque $x \in (\alpha/4, \beta/4)$ et cela entraîne, comme on sait, la continuité de $f(x)$ sur (a, b).

Le théorème 2 généralise le théorème de A. Ostrowski de [3]. Un cas particulier du théorème 2 a été établi récemment par S. Kurepa [4].

Problème. — On sait [5] que toute fonction additive, bornée sur un ensemble E tel que D(E) contienne un intervalle, est continue. Mais on ne sait pas si ce fait reste valable quand on remplace la fonction additive par une fonction convexe, ou si l'on suppose que $f(x)$ soit seulement supérieurement bornée sur E. Ce problème n'est pas résolu par le théorème 2, car il existe un ensemble E tel que D(E) contienne un intervalle tandis que S(E) n'en contient aucun [6].

3. Une fonction $f(x)$ est interne au sens large si

$$\min(f(x), f(y)) \leqq f\left(\frac{x+y}{2}\right) \leqq \max(f(x), f(y)) \quad (7).$$

On a

Théorème 3. — *Si $f(x)$, interne au sens large et non monotone sur (a, b), est supérieurement (resp. inférieurement) bornée sur* $E \subset (a, b)$, *tel que* S(E) *contienne un intervalle, alors $f(x)$ est supérieurement (resp. inférieurement) bornée sur (a, b) et les bornes de $f(x)$ sur (a, b) sont les mêmes que sur* E.

Démonstration. — L'ensemble A des nombres $(x+y)/2$, où $x \in E$, $y \in E$, contient un intervalle I et on a $A \subset (a, b)$. Si $f(x)$ est, sur E, supérieurement (resp. inférieurement) bornée par M (resp. m), alors on a $f(x) \leqq M$ (resp. $f(x) \geqq m$) pour tout $x \in I$. Mais on peut montrer (ceci n'est pas immédiat et nous le montrons ailleurs) qu'une fonction interne au sens large et non monotone sur (a, b) a en chaque point de (a, b) les mêmes bornes que sur (a, b).

Un cas particulier de ce théorème est le théorème 3 de [7].

4. On dit [8] que $f(x)$ est sous-modulaire, si $f(x+y) \leqq \max(f(x), f(y))$. Il est aisé de voir, en utilisant un raisonnement analogue à celui du théorème 1, qu'une fonction sous-modulaire sur $(0, \infty)$, supérieurement bornée sur E telle que S(E) contienne un intervalle, est supérieurement bornée sur tout intervalle compact de $(0, \infty)$.

(*) Séance du 15 avril 1957.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2221.
(2) E. Hille, *Amer. Math. Soc.*, 1948, p. 133.
(3) *Jahresb. der Deutschen Math. Ver.*, 38, 1929, p. 54-62.
(4) *Glasnik Mat.-Phys. i Astr.* 11, 1956, p. 89-93.
(5) H. Kestelman, *Fund. Math.*, 34, 1947, p. 144-147.
(6) S. Piccard, *Sur des ensembles parfaits*, Paris, 1942, p. 176.
(7) S. Marcus, *Bull. Sc. Math.* (sous presse).
(8) F. B. Wright, *Jr. Bull. Am. Math. Soc.*, 62, 1956, p. 30.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les fonctions harmoniques et sous-harmoniques de deux groupes de variables.* Note de M. **Avanissian Vazguen**, présentée par M. Paul Montel.

1. L'espace réel R^{p+q}; $p\geqq 2$, $q\geqq 2$ sera considéré comme le produit topologique de R^p et R^q; respectivement, espace des variables $(x)=(x_1, \ldots, x_p)$ et $(y)=(y_1, \ldots, y_q)$. $\rho, \varphi_1, \ldots, \varphi_{q-1}$ seront les coordonnées sphériques d'un point (y) de R^q, et $K(y, y')$ le noyau de la théorie du potentiel dans R^q, égal à $\left[\sum_{i=1}^{q}(y_i-y'_i)^2\right]^{2-q}$ si $q>2$ et à $-(1/2)\log\sum_{i=1}^{2}(y_i-y'_i)^2$ si $q=2$.

Définition (¹). — *Une fonction* $V(x, y)=V(x_1, \ldots, x_p, y_1, \ldots, y_q)$ *sera dite de la classe* $S_{x,y}(D)$ *où* D *est un domaine de* R^{p+q}; *si*

a. V *est bornée supérieurement sur tout compact* K *de* D.

b. V *est sous harmonique de* (x) [*ou* $-\infty$] *pour* $(y)=(y_0)$ *fixé sur une composante de* $D\bigcap[(y)=(y_0)]$; *et sous-harmonique de* (y) [*ou* $-\infty$] *pour* $(x)=(x_0)$ *fixé sur une composante de* $D\bigcap[(x)=(x_0)]$. V *sera dite de la classe* $H_{x,y}(D)$ *si*

$$V\in S_{x,y}(D) \quad \text{et} \quad -V\in S_{x,y}(D).$$

Théorème 1. — *Une fonction de la classe* $S_{x,y}(D)$ *est sousharmonique par rapport à l'ensemble des deux groupes de variables.*

On démontre successivement (²).

α. V est sommable sur tout compact de D.

β. V est semi-continue supérieurement par rapport à l'ensemble des variables (x_i, y_j).

γ. V est majorée par toute médiation périphérique sur R^{p+q}.

Corollaire 1. — *Une fonction de la classe* $H_{x,y}(D)$ *est harmonique par rapport à l'ensemble des* $p+q$ *variables* (x_i, y_j).

2. On désigne par D_x un domaine de R^p par D_y un domaine de R^q et l'on considérera un domaine $D\subset R^{p-q}$, $D=D_x\times D_y$; W sera la variété

$$W(y_1=0, \ldots, y_q=0)\times D_x, \quad (y)=(0)\in D_y.$$

La représentation :

$$(1)\qquad V(x, y)=\frac{1}{k_q}\int_{FD}\left[V(x, y)\frac{d}{dn_i}K(y, y')-K(y, y')\frac{d}{dn_i}V(x, y)\right]d\sigma$$

(FD étant la frontière de D) appliquée à $V(x, y)\in H_{x,y}(D-W)$ pour (x)

fixé, permet d'obtenir le développement :

$$(2)\qquad V(x, y) = C(x) + \alpha(x)K(y, 0) + \sum_{s=1}^{\infty} A_s(x, \varphi_1, \ldots, \varphi_{q-1})|y|^s + \sum_{s=1}^{\infty} B_s(x, \varphi_1, \ldots, \varphi_{q-1})|y|^{2-q-s}$$

dans $D_x \times \sigma(\varepsilon, R)$ où $\sigma(\varepsilon, R)$ est le domaine compris entre les boules de centre $O \in D_y$ et de rayons ε et R; $\varepsilon < R$ aussi petit qu'on veut et $\sigma(\varepsilon, R) \subset D_y$.

Les sommes sont uniformément convergentes quand $[(x), (y)]$ appartient à une boule de centre $(x, 0)$ de R^q portée par un compact $K \subset D$. Les coefficients c, α, A_s, B_s qui sont des fonctions de Laplace pour (x) fixé, sont en outre harmoniques de $(x) \in D_x$. Chaque terme du développement appartient à la classe $H_{x,y}(D - W)$. On en déduit : soit η un ensemble de l'espace R^p tel que toute fonction $H(x)$ harmonique dans un domaine D_x de R^p s'annulant sur $\eta \cap D_x$ soit identiquement nulle; alors, si $V \in H_{x,y}(D - W)$ et si pour $x \in \eta \cap D_x$ certains termes du (2) disparaissent, ils disparaîtront aussi pour tout $(x) \in D_x$.

Applications. — Théorème 2. — *Si la variété* W *contient un point*

$$[(x) = (x_0), (y) = (0)] \in D,$$

tel que sur un voisinage $\Omega \subset D$ *de ce point,* V *de la classe* $H_{x,y}(D - W)$ *demeure bornée supérieurement, alors* V *est régulière aussi sur* W *et* $V \in H_{x,y}(D)$. *Plus généralement, si*

$$L[V^+, 0, \rho] = o(\rho^{-s}), \qquad \rho \to 0, \qquad x \in \omega \cap D_x, \qquad s > q - 2,$$

où ω *est un voisinage de* $(x_0) \in D_x$ *et* L, *la moyenne de* $V^+ = \sup(V, 0)$ *sur la frontière de la boule* $B(0, \rho) \subset D_y$; *alors on a*

$$V(x, y) = o(|y|^{-s}), \qquad y \to 0, \qquad (x, y) \in D - W.$$

Corollaire 2. — *Soit* E_{p-1}, *un sous-espace de* R^{p+q} *défini par* $y_1 = y_1^0, \ldots, y_q = y_q^0$, $x_1 = x_1^0$. *Si* $V \in H_{x,y}(D - E_{p-1})$ *alors* $V \in H_{x,y}(D)$.

La classe $H_{x,y}(D)$ possède ainsi une classe d'ensembles E fermés ([3]) tels que, si E est contenu dans un domaine D de R^{p+q} et si $V \in H_{x,y}(D - E)$ on ait $V \in H_{x,y}(D)$, le prolongement se faisant de $D - E$ à D d'une manière unique.

Théorème 3. — *Soit* $V(x, y) \geq 0$; $V(x, y) \in H_{x,y}[D_x \times (R^q - 0)]$ *et telle que*

$$\limsup_{y \to \infty} V(x, y) = 0 \qquad \text{pour} \quad x \in \omega$$

où ω *est un ouvert contenu dans* D_x. *Alors* V *sera de la forme* $\alpha(x) K(y, 0)$, $\alpha(x)$ *étant harmonique et positive dans* D_x.

Théorème 4. — *Soit* $V(x, y) \in S_{x,y}(D)$; *si* V *est harmonique en* (x) *pour* $(y) \in FD_y$ *et harmonique en* (y) *pour* $(x) \in FD_x$; *alors* $V \in H_{x,y}(D)$.

THÉORÈME 5. — *Si* $V(x, y)$ *est de la classe* $H_{x,y}$ *sur la frontière d'un domaine borné de* R^{p+q}, *alors elle se prolonge en une fonction de la même classe à l'intérieur de ce domaine.*

On considère ([4]) un voisinage $(\Sigma - \Sigma')$, $\Sigma' \subset \Sigma$ de la frontière extérieure de D, et l'on applique (1) à $(F\Sigma) + (F\Sigma')$.

THÉORÈME 6. — *Soit* μ_y *la mesure de Radon positive associée à* $V(x, y) \in S_{x,y}(D)$ *pour* $(x) \in D_x$ *fixé; alors, pour chaque fonction* $\varphi(y_1, \ldots, y_q)$ *indéfiniment dérivable à support compact, l'intégrale* $\mu_y(\varphi)$ *est la différence de deux fonctions sousharmoniques de* (x) *qui dépendent linéairement de* V.

On remarque en effet, qu'on a, au sens de la théorie des distributions ([5]),

$$d\mu_q = k_q \Delta_y V(x, y)\, d\tau_y$$

Δy étant le laplacien par rapport à (y).

COROLLAIRE 3. — *Si* $V(x, y) \in S_{x,y}(D)$; *la masse totale* $\mu_y(D'_y x)$ *correspondant à* $V(x, y)$ *pour* x *fixé dans un domaine* $D'_y \subset D_y$ *est la différence de deux fonctions sousharmoniques qui dépendent linéairement de* V.

(1) On peut remplacer cette définition par : *a.* $-\infty \leqq V < +\infty$; V sommable sur tout compact. *b.* $\sum_{i=1}^{p} (\partial^2 V/\partial x_i^2) \geqq 0$ $\sum_{i=1}^{q} (\partial^2 V/\partial y_i^2) \geqq 0$ au sens de la théorie des distributions. *c.* $V = V_m$ maximum en mesure en chaque point de D.

(2) La démonstration est analogue à celle utilisée par P. Lelong, voir *Ann. Éc. Norm. Sup.*, 1945, p. 310.

(3) On sait qu'il existe de telles classe d'ensembles fermés pour les fonctions pluriharmoniques et plurisousharmoniques. *Voir* P. LELONG, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 55.

(4) Un procédé analogue est utilisé par S. Bochner, voir *Ann. of Mathematics*, 1943, p. 659; *voir* aussi *Proc. Nat. Acad. Sc.*,, 38, 1952, p. 227-230.

(5) *Voir* L. SCHWARTZ, *Théorie des distributions*, 2, p. 70-78.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur les domaines étoilés vérifiant certaines propriétés liées à la propriété de convexité.* Note de M. **MAURICE FALGAS**, présentée par M. Paul Montel.

1. DÉFINITIONS. — Étant donné un nombre réel $\rho(0 < \rho < \infty$, φ et une fonction réelle continue $h(\varphi)$, nous désignerons par $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ la classe des fonctions entières dont l'ordre est inférieur ou égal à ρ et dont l'indicatrice de croissance $k(\varphi)$, dans le cas où l'ordre est ρ, est majorée strictement par $h(\varphi)$. On peut supposer, sans restreindre la généralité de la définition, que la fonction $h(\varphi)$ est douée de la convexité trigonométrique d'ordre ρ, car, s'il n'en était pas ainsi, on pourrait construire une fonction continue $h_0(\varphi)$ possédant cette propriété et qui peut remplacer $h(\varphi)$ dans la définition précédente. *Nous restreindrons notre étude au cas où* $h(\varphi)$ *est strictement positive.*

On sait que l'intégrale de Laplace-Borel :

$$f(z) = \rho \int_0^\infty e^{-t} t^{\rho-1} F(zt)\, dt \tag{1}$$

établit une correspondance linéaire biunivoque $F \rightleftharpoons f$ entre les fonctions entières F de la classe $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ et les fonctions f holomorphes sur la région $\overline{D}$, adhérence du domaine D défini comme suit :

Soit D_0 le domaine limité par la courbe Γ_0 dont l'équation en coordonnées polaires (r, φ) est

$$r = [h(\varphi)]^{-\frac{1}{\rho}}.$$

L'origine est un point intérieur à D_0. Si $C(r_0, \varphi_0, \rho)$ désigne la courbe dont l'équation en coordonnées polaires est

$$r^\rho = r_0^\rho \cos[\rho(\varphi - \varphi_0)], \qquad |\varphi - \varphi_0| \leqq \frac{\pi}{2\rho},$$

D est le domaine formé par la réunion des domaines limités par les courbes $C(r_0, \varphi_0, \rho)$ lorsque le point de coordonnées polaires (r_0, φ_0) parcourt Γ_0.

Réciproquement, si un domaine D, pour lequel l'origine est un point intérieur, est une réunion de domaines limités par des courbes $C(r_0, \varphi_0, \rho)$, on peut lui associer une fonction $h(\varphi)$ continue strictement positive vérifiant la convexité trigonométrique d'ordre ρ, donc une classe $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ et (1) établit une correspondance linéaire biunivoque entre les fonctions de $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ et les fonctions holomorphes sur $\overline{D}$.

Ces considérations nous conduisent à poser les définitions suivantes :

Nous dirons qu'un domaine D possède *la propriété* $\mathcal{A}$, si l'origine est un de ses points intérieurs et s'il est une réunion de domaines limités par des courbes $C(r_0, \varphi_0, \rho)$.

Un arc de Jordan Γ dont les extrémités sont A et B sera dit *étoilé par rapport à* O s'il admet une représentation en coordonnées polaires de la forme $r = \lambda(\varphi)$, $\varphi_0 \leqq \varphi \leqq \varphi_0 + \omega$, $0 < \omega < 2\pi$, λ étant une fonction continue.

L'angle $\widehat{AOB}$ sera appelé l'amplitude de Γ.

Si Γ est une courbe simple fermée entourant O, on dira qu'elle est étoilée si elle vérifie des propriétés analogues, mais avec en plus les conditions : $\omega = 2\pi$, $\lambda(\varphi_0) = \lambda(\varphi_0 + 2\pi)$.

Un domaine D *sera dit étoilé* par rapport au point O qui lui est intérieur si sa frontière Γ est une courbe étoilée par rapport à O.

Un arc Γ étoilé par rapport à O (ou une courbe Γ étoilée par rapport à O) seront dits *convexes par rapport à* O si, à chaque point de cet arc (ou de cette courbe), on peut associer une droite Δ appelée *droite d'appui* telles que Γ et O soient d'un même côté au sens large de cette droite.

Enfin, étant donné deux vecteurs $\vec{V}_1$ et $\vec{V}_2$, nous désignerons par $(\widehat{\vec{V}_1, \vec{V}_2})$ celle des déterminations de l'angle de ces deux vecteurs qui appartient à l'intervalle semi-ouvert $]-\pi, \pi]$. De même, lorsque nous parlerons de l'argument d'un nombre complexe, il s'agira de la détermination qui appartient à cet intervalle.

2. Quelques théorèmes relatifs a la convexité par rapport a un point O et a la propriété $\mathfrak{A}$. — Lemme. 1. — *Étant donné un arc de courbe de Jordan* Γ, *étoilé par rapport à* O, *d'amplitude inférieure ou égale à* π, *admettant en chaque point une demi-tangente à droite et une demi-tangente à gauche, la condition nécessaire et suffisante pour que* Γ *soit convexe par rapport à* O *est qu'à chaque point* M *de* Γ *on puisse associer un voisinage de ce point, tel que si* M_1 *et* M_2 *appartiennent à ce voisinage, le sens* M_1MM_2 *étant le sens direct de rotation sur* Γ *autour de* O, *on ait*

$$0 \leq (\widehat{\overrightarrow{M_1M}, \overrightarrow{MM_2}}) \leq \pi.$$

La relation entre la propriété $\mathfrak{A}$ et la convexité est précisée par le lemme suivant :

Lemme 2. — *Étant donné dans le plan des* z, *un domaine* D *étoilé par rapport à* O, *limité par une courbe* Γ, *pour que* D *possède la propriété* $\mathfrak{A}$, *il faut et il suffit que la transformée de la portion de* Γ *contenue dans tout angle*

$$\theta \leq \arg z \leq \theta + \omega \qquad \left(0 < \omega < \frac{\pi}{\rho},\ \omega < 2\pi\right)$$

par la transformation

(T) $$z \to x, \qquad x = z^{\rho}$$

soit un arc convexe par rapport à O.

On peut donner des conditions nécessaires et suffisantes pour qu'un domaine étoilé D vérifie la propriété $\mathfrak{A}$.

Théorème 1. — *Si la frontière* Γ *du domaine étoilé* D *est la courbe définie en coordonnées polaires, par* $r = \lambda(\varphi)$ *la condition nécessaire et suffisante pour que* D *satisfasse à la propriété* $\mathfrak{A}$ *est que, quels que soient* $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$, *vérifiant* $\varphi_1 < \varphi_2 < \varphi_3$, $\varphi_3 - \varphi_1 < \pi/\rho$ *et* 2π, *on ait*

$$\lambda^{\rho}(\varphi_1)\sin[\rho(\varphi_3-\varphi_2)] + \lambda^{\rho}(\varphi_2)\sin[\rho(\varphi_1-\varphi_3)] + \lambda^{\rho}(\varphi_3)\sin[\rho(\varphi_2-\varphi_1)] \geq 0.$$

Nous désignerons par $Z \to g(Z)$ une application conforme biunivoque de $|Z| < R$ sur le complément de $\overline{D}$, telle que $g(0) = \infty$. On sait, d'après un théorème de Carathéodory, que la fonction $g(Z)$ peut être prolongée sur $|Z| \leq R$ et qu'elle définit alors une correspondance biunivoque bicontinue entre $|Z| \leq R$ et le complémentaire de D. On a alors le théorème suivant :

Théorème 2. — *La condition nécessaire et suffisante pour que le domaine* D *étoilé possède la propriété* $\mathfrak{A}$ *est que, quel que soit* Z *vérifiant* $|Z| = R$, *il existe un nombre*

ε *dépendant de* Z *tel que, pour* $0 < \alpha < \varepsilon$, $0 < \beta < \varepsilon$, *on ait*

$$0 \leq \arg \frac{[g(Ze^{i\beta})]^{-\rho} - [g(Z)]^{-\rho}}{[g(Z)]^{-\rho} - [g(Ze^{-i\alpha})]^{-\rho}} \leq \pi.$$

Cette forme de la condition va nous permettre d'étendre aux domaines possédant la propriété $\mathcal{A}$ un théorème donné antérieurement par Study pour les domaines convexes. Notre méthode s'appliquerait aussi au cas étudié par Study et offre l'avantage de ne point nécessiter l'existence de $g''(Z)$ sur $|Z| = R$.

THÉORÈME 3. — *Étant donné un domaine* D *étoilé par rapport à un point intérieur* O, *si* Γ *est sa frontière, si la fonction* $Z \to g(Z)$ *réalise une application conforme biunivoque de* $|Z| < R$ *sur le complémentaire de* $\overline{D}$ *de telle sorte que* $g(0) = \infty$. *Si* Γ' *est l'image par cette application du cercle* $|Z| = R' < R$, *si* D *possède la propriété* $\mathcal{A}$, *le domaine* D' *limité par* Γ' *est étoilé par rapport à* O *et possède la propriété* $\mathcal{A}$.

Ce théorème souligne l'analogie qui existe entre la classe $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ et la classe des fonctions holomorphes sur $\overline{D}$. Il va nous permettre de donner pour les fonctions appartenant à $\mathcal{C}[\rho, h(\varphi)]$ des représentations en séries de polynomes analogues aux séries de Faber. Ceci fera l'objet d'une publication ultérieure.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Étude de la diffusion saline en conduite à partir d'une injection quasi-ponctuelle à la paroi.* Note (*) de MM. **Jacques Bonnin, Henry Dumas** et **Roger Lièvre**, transmise par M. Henri Villat.

Un certain nombre de résultats expérimentaux relatifs à l'injection par une tubulure à la paroi, sont comparés avec un schéma théorique de diffusion établi auparavant.

Nous considérons uniquement dans cette Note le cas d'une injection par une tubulure disposée à la paroi de la conduite.

Au moyen de la formule (10) établie dans une Note précédente [1] nous calculons, aux trois sections de mesure dont nous disposons, appelées III, IV et V, et situées respectivement à 74, 168 et 258 rayons du point d'injection, les écarts de concentration e_{mp} entre le centre et la paroi de la conduite, relatifs à chaque distribution élémentaire f_{mp}. Ces écarts sont obtenus dans le plan de symétrie de la distribution, le signe $\pm$ indique qu'il s'agit de distribution à symétrie impaire. La figure 1 indique leur allure et le tableau leurs valeurs respectives.

Écarts.	Distribution.	Section III.	Section IV.	Section V.
e_{10}	$f_{10}\cos\theta$	$\pm 1,35$	$\pm 0,45$	$\pm 0,156$
e_{20}	$f_{20}\cos 2\theta$	$+ 0,57$	$+ 0,035$	$+ 0,002$
e_{30}	$f_{30}\cos 3\theta$	$\pm 0,20$	$\pm 0,002$	0,000
e_{01}	f_{01}	$+ 0,06$	0,000	–
e_{40}	$f_{40}\cos 4\theta$	$+ 0,09$	–	–

L'écart diamétral $E = c(+a) - c(-a)$ dans le plan de symétrie, que nous pouvons mesurer aisément, vaut

$$E = 2e_{10} + 2e_{30} + \ldots,$$

les écarts e_{20}, e_{40} et e_{01} n'interviennent pas.

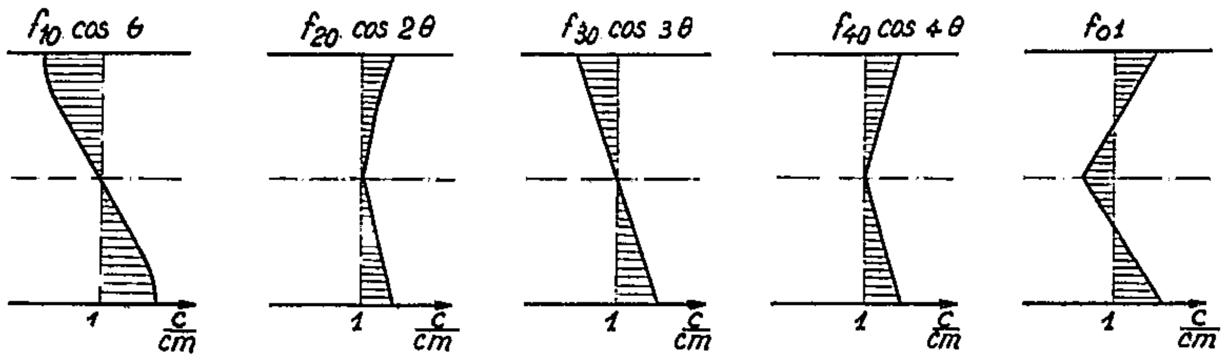


Fig. 1.

Nous voulons déterminer le coefficient d'amortissement β_{10} au moyen de E; β_{10} est donné, entre sections III et IV par exemple, par la relation

$$\beta_{10} = \frac{\operatorname{Log} \dfrac{e_{10}(\mathrm{III})}{e_{10}(\mathrm{IV})}}{\dfrac{x}{a}(\mathrm{IV}) - \dfrac{x}{a}(\mathrm{III})}. \tag{22}$$

Il faut donc se placer sur un tronçon où e_{30} est nul, c'est le cas du tronçon IV-V, mais non celui du tronçon III-IV, comme le montre le tableau; d'où la conclusion : le coefficient β mesuré sur le tronçon III-IV est plus élevé que celui mesuré sur le tronçon IV-V, ce dernier représente exactement la valeur de β_{10}.

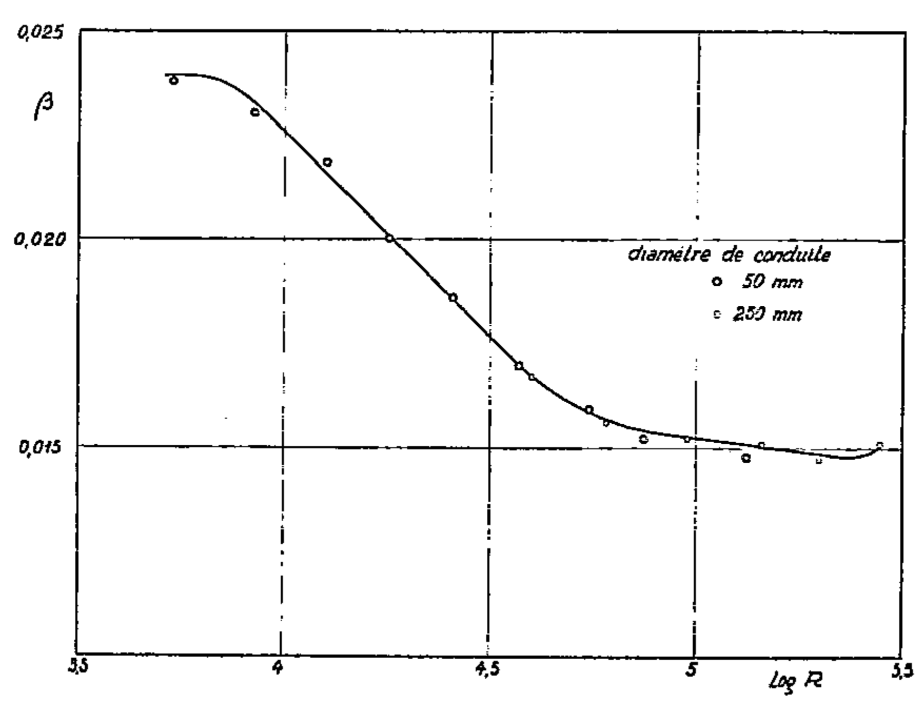


Fig. 2.

Les résultats expérimentaux ont vérifié constamment la première propriété. La deuxième nous a permis de déterminer la valeur de β_{10} en fonction du nombre de Reynolds (*fig.* 2).

Pour un nombre de Reynolds de 100 000, $\beta_{10} = 0{,}0152$. Les valeurs calculées

sont respectivement 0,0109 et 0,0121 donc nettement inférieures à la valeur expérimentale.

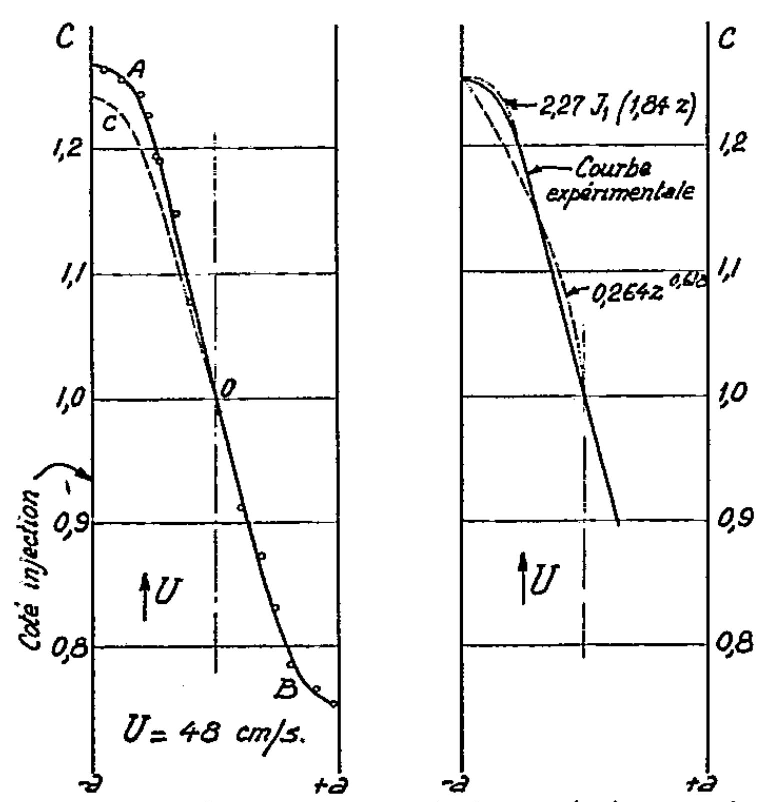
Il est intéressant également de comparer la distribution expérimentale avec celles prévues par le calcul. Nous avons relevé une courbe de distribution en section IV (*fig.* 3). D'après le tableau les concentrations aux deux extrémités du diamètre valent respectivement :

$$1 + e_{10} + e_{20} \quad \text{et} \quad 1 - e_{10} + e_{20},$$

la concentration étant plus élevée du côté du point d'injection. Au centre de la conduite règne la concentration moyenne qui est prise égale à 1. Les écarts de concentration entre les extrémités du diamètre et le centre de la conduite sont en valeur absolue :

$$e_{10} + e_{20} \quad \text{et} \quad e_{10} - e_{20}$$

l'écart est légèrement plus élevé du côté du point d'injection, la figure 4 confirme ces résultats.



Injection par tubulure à la paroi

Fig. 3. Fig. 4.

Pour obtenir la distribution expérimentale en $f_{10}\cos\theta$, on prend le symétrique OC de OB et la moyenne des courbes OC et OA. La figure 4 permet de comparer cette distribution, quant à la forme, avec les courbes $Z^{0,618}$ et $J_1(1,84\,z)$ obtenues par le calcul. La courbe expérimentale est très voisine de cette dernière.

Nous comparons enfin la valeur de l'écart diamétral observé en section III avec sa valeur calculée par la formule (10).

Suivant le débit, car l'effet de gravité intervient légèrement, la valeur expérimentale est comprise entre 2,6 et 2,1 : le calcul fournit une valeur plus

élevée : 3,13. Toutefois nous avons vu que le coefficient d'amortissement théorique est beaucoup trop faible; si nous reprenons le calcul de l'écart en utilisant pour β_{10} la valeur expérimentale, nous obtenons 2,5, valeur voisine du résultat observé.

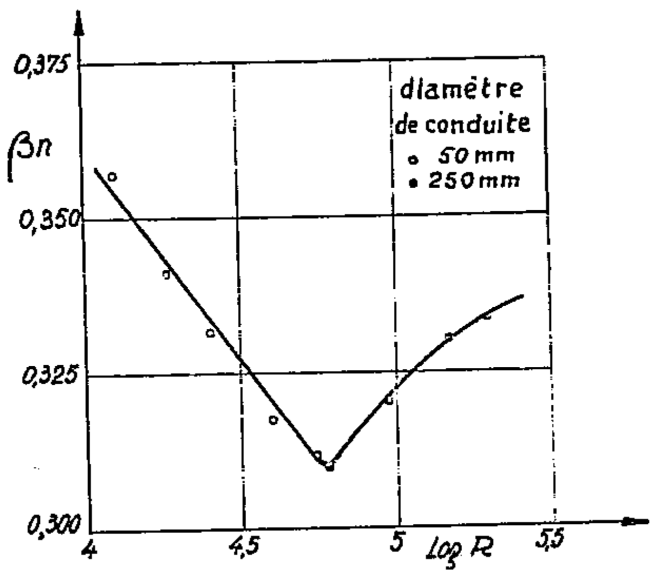


Fig. 5.

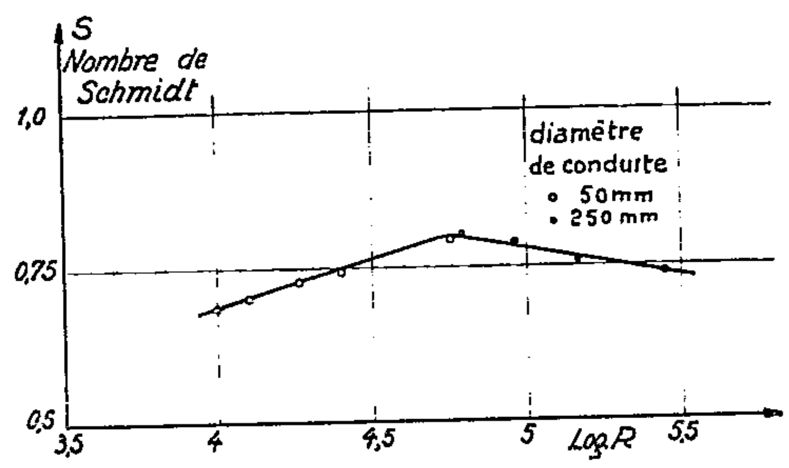


Fig. 6.

Une propriété, importante au point de vue de la similitude, de l'équation de la diffusion, établie à partir de l'hypothèse de l'analogie de Reynolds et pour une loi quelconque de vitesse déficitaire, est la constance du produit $\beta_{mp}n$ pour des conduits lisses ou rugueux. La figure 5 montre la variation de $\beta_{10}n$ en fonction de R; il se présente un minimum assez accusé au voisinage de $R = 60\,000$.

En admettant que la distribution du coefficient de diffusion de matière, dans une section, est de même forme que celle de la quantité de mouvement, alors, le rapport $ks/\beta n$ exprime le rapport des deux coefficients ou nombre de Schmidt, ce nombre est constamment inférieur à 1 (fig. 6).

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p, 1453 et 1611.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Écoulements hypersoniques infiniment voisins de l'écoulement sur un dièdre.* Note (*) de M. **Jean-Pierre Guiraud**, présentée par M. Maurice Roy.

Dans le cadre de la théorie hypersonique des petites perturbations (3), on étudie l'écoulement sur un profil quelconque assujetti à la seule condition d'être voisin d'un dièdre. Le résultat obtenu contient comme cas particulier la formule de Van Dyke (3) pour le gradient de pression à la pointe d'une ogive et, il est en accord avec l'approximation newtonienne.

1. L'origine des axes est prise à la pointe avant du profil considéré. Ox_1 est parallèle à la direction de l'écoulement principal, Ox_2 perpendiculaire à Ox_1.

La forme du profil étudié est définie par $x_2 = F(x_1) = \theta[x_1 + \varepsilon f(x_1)]$, où $\theta \ll 1$, $\varepsilon \ll 1$ et $f(x_1)$ est supposé deux fois différentiable pour $x_1 \geq 0$. $\bar{p}$, $\bar{\rho}$, $\bar{u}_1$ $\bar{u}_2$, désignent la pression, la masse spécifique et les composantes de la vitesse; $\bar{p}_\infty$, ... désignent les mêmes quantités relatives à l'écoulement principal, et l'on pose $p = \bar{p}/\bar{p}_\infty$, $\rho = \bar{\rho}/\bar{\rho}_\infty$, $u = \bar{u}_1/\bar{u}_\infty$, $v = \bar{u}_2/\bar{u}_\infty$. Dans le domaine hypersonique il est bien connu que $u \sim 1$. L'écoulement, entre le choc $x_2 = C(x_1)$ et le profil, peut être décrit au moyen d'une fonction de courant $\psi(x_1, x_2)$:

$$(1) \qquad \rho = \psi_{x_2}, \qquad \rho v = -\psi_{x_1}; \qquad p = \rho^\gamma S(\psi).$$

$$(2) \qquad \psi_{x_2} \frac{\partial}{\partial x_1}\left(\frac{\psi_{x_1}}{\psi_{x_2}}\right) - \psi_{x_1} \frac{\partial}{\partial x_2}\left(\frac{\psi_{x_1}}{\psi_{x_2}}\right) - \frac{1}{\gamma M^2} \frac{\partial}{\partial x_1}[S(\psi)(\psi_{x_2})^\gamma] = 0.$$

Sur le profil $\psi = 0$, alors que sur la face aval du choc p, $\sigma = 1/\rho$, v prennent les valeurs ci-dessous où $\varphi = dC/dx_1$:

$$(3) \qquad \begin{cases} p_1 = P(\varphi) = M^2\varphi^2 Q(\varphi) = \dfrac{2\gamma}{\gamma+1} M^2\varphi^2 - \dfrac{\gamma-1}{\gamma+1}, \\ \dfrac{1}{\rho_1} = \dfrac{1}{R(\varphi)} = \sigma_1 = \Sigma(\varphi) = \dfrac{\gamma-1}{\gamma+1} + \dfrac{2}{\gamma+1} M^2\varphi^2, \\ v_1 = \omega(\varphi) = \varphi\lambda(\varphi) = \varphi\left[\dfrac{4}{\gamma+1} - \mu(\varphi)\right] = \dfrac{2}{\gamma+1}\varphi\left(1 - \dfrac{1}{M^2\varphi^2}\right). \end{cases}$$

Dans ces formules, sont définies certaines notations $[P(\varphi), Q(\varphi), R(\varphi), \Sigma(\varphi), \omega(\varphi), \lambda(\varphi), \mu(\varphi)]$ utilisées dans la suite. On remarque que la fonction $S(\psi)$ est parfaitement définie par les valeurs qu'elle prend sur la face aval du choc. M est le nombre de Mach de l'écoulement principal.

2. Le cas où $f(x_1) \equiv 0$ est trivial. L'écoulement est uniforme : toutes les grandeurs ont la même valeur que sur la face aval du choc, qui est rectiligne défini par $\varphi = \alpha$, où $\omega(\alpha) = \theta$. Posant

$$(4) \qquad x_1 = x + y, \qquad x_2 = \theta x + \alpha y,$$

la fonction de courant est ici :

$$(5) \qquad \psi(x_1, x_2) = R(\alpha)[x_2 - \theta x_1] = \alpha y.$$

Le choc et la face du dièdre sont représentés sur $x = 0$ et $y = 0$ respectivement.

3. Lorsque $f(x_1)$ n'est pas identiquement nul, le but poursuivi est d'obtenir une représentation de l'écoulement qui soit uniformément valide à ε^2 près. Il est bien clair que ce but sera atteint s'il est possible de définir une transformation, définie à ε^2 près,

$$(6) \qquad x_1 = \xi + \eta + \varepsilon X(\eta), \qquad x_2 = \theta\xi + \alpha\eta + \varepsilon\theta Y(\xi, \eta),$$

de manière que les deux conditions suivantes soient vérifiées : d'une part la fonction de courant exacte vérifie identiquement $\psi(x_1, x_2) = \alpha\eta$, d'autre part le choc et le profil sont représentés respectivement sur $\xi = 0$ et $\eta = 0$. Il est

bien facile de voir que cela conduit pour déterminer les fonctions X et Y à l'équation aux dérivées partielles et aux conditions suivantes :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} - A^2(\alpha)\left(\frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial}{\partial \eta}\right)^2\right] Y(\xi, \eta) + A^2(\alpha)\, G(\alpha)\, X_{\eta\eta}(\eta) = 0, \tag{7}$$

$$Y(0, \eta) = 0, \qquad \lambda Y_\xi(0, \eta) + \mu X_\eta(\eta) = 0, \qquad Y(\xi, 0) = f(\xi); \tag{8}$$

moyennant quoi la pression est donnée par

$$p = P(\alpha)\left\{ 1 + \varepsilon \frac{\lambda\gamma}{\Sigma}\left(\left[\frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial}{\partial \eta}\right] Y(\xi, \eta) + G X_\eta(\eta)\right) + O(\varepsilon^2)\right\}. \tag{9}$$

$A(\alpha)$ et $G(\alpha)$ sont définis au moyen des notations précédemment introduites par

$$A^2(\alpha) = Q(\alpha)\, R(\alpha); \qquad (\gamma + 1)\, \lambda(\alpha)\, Q(\alpha)\, M^2\alpha^2 [1 - G(\alpha)] = 4[\Sigma(\alpha)\, M^2\alpha^2 - Q(\alpha)]. \tag{10}$$

4. Posant $a = (A + 1)/A$, $b = (A - 1)/A$, $m = a(b\mu - \lambda G)/\lambda(a - b)$, $n = b(\lambda G - a\mu)/\lambda(a - b)$, l'équation (7) et les deux premières conditions (8) conduisent facilement à :

$$Y(\xi, \eta) = m X\left(\frac{\xi}{a} + \eta\right) + n X\left(\frac{\xi}{b} + \eta\right) + G X(\eta). \tag{11}$$

Enfin, la dernière condition (8) conduit à l'équation fonctionnelle

$$m X\left(\frac{z}{a}\right) + n X\left(\frac{z}{b}\right) = f(z). \tag{12}$$

5. L'équation (12) précédente admet une infinité de solutions, mais il en existe une et une seule, qui est continue pour $z = 0$; elle est définie par

$$X(z) = \frac{1}{n} \sum_{k=0}^{\infty} (-)^k \left(\frac{m}{n}\right)^k f\left[\left(\frac{b}{a}\right)^k b z\right]. \tag{13}$$

L'expression précédente a un sens car $0 \leqq m/n < 1$ et $0 \leqq b/a < 1$. L'équation (12) et le type de solutions auxquelles elle conduit est caractéristique de l'intervention de l'entropie [cette dernière est liée à $S(\psi)$ et $S(\psi) = S(\alpha) - \varepsilon\alpha S'(\alpha) X_\eta(\eta)$], comme il a été déjà remarqué par P. Germain et R. Gundersen [1], [2] à propos de problèmes étroitement liés au problème actuel. Sur le profil, $\eta = 0$, $\xi = x_1$, de sorte que la pression y est donnée par

$$p = P(\alpha)\left\{ 1 - \varepsilon \frac{\lambda\gamma}{\Sigma}\left[m\left(1 - \frac{1}{a}\right) X'\left(\frac{x_1}{a}\right) + n\left(1 - \frac{1}{b}\right) X'\left(\frac{x_1}{b}\right)\right] + O(\varepsilon^2)\right\}. \tag{14}$$

6. Prenant $f(x_1) = x_1^2/2$, et posant $C_p = (\bar{p} - \bar{p}_\infty)/(1/2)\bar{\rho}_\infty u_\infty^2 = 2(p - 1)/\gamma M^2$, il est obtenu pour $(\partial C_p/\partial x_1)_{x_1=0}$, une formule identique à celle donnée précédemment par van Dyke [3]. Il est peut-être moins trivial de s'assurer que (14) est en accord avec l'approximation newtonienne. Pour obtenir cette dernière on pose $\gamma = 1 + \delta$, $M^2\alpha^2 N\delta = 1$, et l'on fait tendre δ vers zéro en fixant N. Dans

ces conditions, on peut montrer que $\lim_{\delta \to 0} \bar{p}/\rho u_\infty^2 = F'^2 + FF'' + O(\varepsilon^2)$, en accord avec l'approximation newtonienne.

(*) Séance du 24 avril 1957.
(1) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 925.
(2) *Thèse*, 1956, Brown University, Department of applied Mathematics.
(3) N. A. C. A., Rep. 1194.

AÉRODYNAMIQUE. — *Mouvement quelconque d'un profil en fluide limité.* Note (*) de M. **Gérard Couchet**, présentée par M. Joseph Pérès.

Nous proposons ici une solution pour un mouvement quelconque du profil en présence d'une paroi de forme quelconque.

Nous utilisons des axes (plan complexe z) liés au profil dont le mouvement est défini, à chaque instant t, par les composantes l, m de la vitesse de l'origine et par la rotation ω. Nous faisons les calculs dans le plan Z déduit de z par la représentation conforme ($z = Z$ à l'infini) qui fait passer de l'extérieur du profil (c) à l'extérieur du cercle $(C): |Z| = a$. Dans le plan Z, la paroi (δ) donne une courbe (Δ) définie par une relation $Z \sim \zeta(u)$ à l'instant considéré.

Le potentiel complexe du mouvement fluide dépend linéairement des grandeurs l, m, ω et Γ circulation constante autour du profil. Il est de la forme

$$f = lg^{(1)} + mg^{(2)} + \omega g^{(3)} + \Gamma g^{(4)},$$

les fonctions $g(Z)$ ayant des valeurs connues dans le cas où il n'y a pas de paroi.

La présence de cette dernière introduit, *pour chaque fonction g*, une correction γ telle que $g + \gamma$ donne des vitesses tangentes à la fois au profil et à la paroi. Il est indiqué de représenter γ par une répartition de sources de densité $\varphi(u)$ sur (δ) en introduisant aussi les sources images par rapport à (C).

Dans ces conditions la vitesse complexe induite par ces sources sera

$$W = \frac{1}{2\pi}\int_\Delta \left[\frac{1}{Z - \zeta(u)} + \frac{1}{Z - \zeta_1(u)} - \frac{1}{Z}\right]\varphi(u)\,du,$$

où ζ_1 est l'image de ζ par rapport au cercle $(c)(\bar{\zeta}.\zeta_1 = a^2)$ et $\varphi(u)$ l'inconnue. La condition de vitesse tangente en un point $\zeta(v)$ de la paroi s'écrit

$$\mathrm{Im}\left\{\frac{dg[\zeta(v)]}{dv} + \lim_{Z \to \zeta(v)} W\frac{d\zeta}{dV}\right\} = 0$$

ou le terme en $1/[Z - \zeta(u)]$ de W fait difficultés quand on passe à la limite.

Des transformations connues permettent d'écrire cette limite

$$\pi\varphi(v) + \oint_\Delta \frac{d\zeta}{dv}\,\frac{\varphi(u)\,du}{\zeta(v) - \zeta(u)},$$

où l'intégrale est prise en valeur principale de Cauchy. Mais $d\zeta/dv.\,1/[\zeta(v)-\zeta(v)]$ a pour partie singulière $1/(u-v)$ et le terme correspondant disparaît lorsque l'on prend la partie imaginaire de l'intégrale et l'on a, pour déterminer les quatre fonctions $\varphi(v)$, une même équation de Fredholm

$$\pi\varphi(v) + \int_\Delta K(u, v)\,\varphi(u)\,du = \mathrm{Im}\,\frac{dg[\zeta(v)]}{dv}.$$

avec un noyau K tout à fait régulier.

(*) Séance du 17 décembre 1956.

MÉCANIQUE DE L'AVION. — *Sur le minimum du temps de montée d'un avion à réaction.* Note de M. **John Carstoiu**, présentée par M. Maurice Roy.

On établit les équations qui donnent le minimum du temps de montée d'un avion à réaction. L'intégration de ces équations doit être effectuée numériquement, mais leur analyse fournit quelques conséquences simples.

1. Le problème ([1]) peut être abordé en considérant le mouvement dans un plan vertical (R, h) du centre de gravité de l'avion sous l'action du poids P, de la poussée nette T, de la portance F_z et de la traînée F_x. Si l'on suppose que T est dirigée suivant la tangente à la trajectoire, on a les équations

$$(1)\qquad \begin{cases} V' = N(c_T - c_x) - \dfrac{g}{V}, \qquad V' = \dfrac{dV}{dh}, \dots, \\ \gamma' = \dfrac{N}{V}c_z - \dfrac{g}{V^2}\cot\gamma, \\ P' = -\dfrac{NP}{g}\mu c_T, \\ R' = \cot\gamma, \end{cases}$$

où, outre des notations qui s'expliquent d'elles-mêmes, μ désigne la consommation spécifique du combustible et $N = (g\rho SV/2P\sin\gamma)$.

Le temps de montée est donné par

$$(2)\qquad t_f - t_0 = \int_{h_0}^{h_f} \frac{dh}{V\sin\gamma}.$$

Le problème considéré s'énonce alors de la façon suivante : *Trouver parmi les fonctions* $V(h)$, $\gamma(h)$, $P(h)$, $R(h)$ *et* $i(h)^*$ ([2]) *satisfaisant les équations* (1) *et ayant des valeurs données* V_0, γ_0, P_0, R_0 *pour* $h = h_0$, *et* V_f, γ_f *et* R_f *pour* $h = h_f$, *celles de ces fonctions qui rendent la valeur de l'intégrale* (2) *minimum.*

2. Conformément au formalisme approprié du calcul des variations, on remplace l'intégrant de (2) par

$$(3)\qquad F = \frac{1}{V\sin\gamma} + \lambda_V\left[V' - N(c_T - c_x) + \frac{g}{V}\right] + \lambda_\gamma\left[\gamma' - \frac{N}{V}c_z + \frac{g}{V^2}\cot\gamma\right] + \lambda_P\left[P' + \frac{NP}{g}\mu c_T\right] + \lambda_R[R' - \cot\gamma],$$

où λ_V, λ_γ, λ_P, λ_R fonctions d'altitude, désignent les multiplicateurs de Lagrange correspondant aux équations (1).

Les équations d'Euler-Lagrange donnent immédiatement

$$(4)\quad \left\{\begin{aligned} \frac{d\lambda_V}{dh} &= -\lambda_V\left[\frac{N}{V}(c_T-c_x)+N\frac{\partial}{\partial V}(c_T-c_x)+\frac{g}{V^2}\right]-\frac{2\lambda_\gamma g}{V}\cot g\gamma \\ &\quad +\lambda_P\frac{NP}{g}\left[\frac{1}{V}\mu c_T+\frac{\partial}{\partial V}(\mu c_T)\right]-\frac{1}{V^2\sin\gamma}, \\ \frac{d\lambda_\gamma}{dh} &= \lambda_V(c_T-c_x)\,N\cot g\gamma+\frac{\lambda_\gamma}{V}\left[Nc_z\cot g\gamma-\frac{g}{V\sin^2\gamma}\right] \\ &\quad -\lambda_P\frac{NP}{g}\mu c_T\cot g\gamma+\frac{\lambda_R}{\sin^2\gamma}-\frac{\cot g\gamma}{V\sin\gamma}, \\ \frac{d\lambda_P}{dh} &= \frac{N}{P}\left[\lambda_V(c_T-c_x)+\lambda_\gamma\frac{c_z}{V}\right], \\ \lambda_R &= \text{const.}, \\ \frac{\partial c_x}{\partial c_z} &= \frac{1}{V}\frac{\lambda_\gamma}{\lambda_V}, \end{aligned}\right.$$

qui doivent être considérées ensemble avec la condition aux limites ([3]).

$$(5)\qquad [\lambda_V\Delta V=\lambda_\gamma\Delta\gamma+\lambda_P\Delta P+\lambda_R\Delta R]_{h_0}^{h_f}=0.$$

Si l'on n'impose pas la distance R à parcourir, alors

$$(6)\qquad \lambda_R\equiv 0.$$

D'autre part, comme P n'est pas spécifié pour $h=h_f$, il s'ensuit que

$$(7)\qquad \lambda_P(h_f)=0.$$

Sous ces conditions, le problème est possible et a une solution unique.

3. Si l'on considère la *montée libre*, c'est-à-dire si l'on n'impose pas des valeurs pour V et γ à la fin de montée, on a

$$(8)\qquad \lambda_V(h_f)=0,\qquad \lambda_\gamma(h_f)=0.$$

Dans ces conditions, l'angle d'attaque à la fin de la montée est donné par

$$(9)\qquad \left(\frac{\partial c_x}{\partial c_z}\right)_{f.\,\text{libre}}=\cot g\gamma_{f.\,\text{libre}},$$

dont l'interprétation géométrique est immédiate.

(1) *Voir*, pour le cas général du vol symétrique, les approximations permises et le calcul par arcs, M. Roy, *Leçons sur la Mécanique de l'Aviation* (cours de l'École Nationale Supérieure de l'Aéronautique, 1930-1931), p. 275-278.

(2) *i*, angle d'attaque mesuré à partir d'une corde donnée.

(3) *Voir* par exemple, H. et B. S. Jeffreys, *Mathematical Physics*, 2nd edition Cambridge, 1950, p. 318.

HYDRAULIQUE. — *Phénomènes capillaires dans les écoulements de filtration en régime variable.* Note (*) de M. **Gabriel Matta**, transmise par M. Léopold Escande.

Étude du mouvement de la surface libre pendant le drainage et la mise en eau de plusieurs massifs poreux de granulométries différentes.

Nous avons étudié précédemment ([1]) le rôle que joue la capillarité dans les écoulements de filtration en régime permanent. Nous examinons ici les éléments nouveaux à introduire dans les deux cas de régime variable : drainage et mise en eau d'un massif poreux.

1° Considérons une colonne de sable saturée à 100 % en communication avec un tube plein d'eau jusqu'au niveau d'équilibre. Nous abaissons brusquement le plan d'eau dans ce second tube jusqu'à une certaine cote que nous prenons comme zéro. La saturation en un point du massif diminue progressivement et atteint après un certain temps T_1 correspondant à la fin du drainage, une valeur S pratiquement constante. La figure 1 donne les variations de S en fonction de la hauteur au-dessus de la cote de référence pour des sables de granulométries différentes. Nous remarquons que la saturation du sable reste de 100 % jusqu'à la cote h'_S. Par contre, à partir d'une certaine hauteur h'_C la saturation prend une valeur constante minimum S'_m. Le rapport h'_S/h'_C est voisin de 1/3 pour tous les sables utilisés.

Quelle que soit la hauteur drainée, la ligne d'eau (S) s'établit après un temps $T_2 < T_1$ à la cote h'_e (fig. 2) correspondant à la saturation S'_L. Nous donnons sur la figure 3 les variations de S'_m et de h'_C en fonction de la granulométrie du sable qui est représentée par le rapport K/n de la perméabilité à la porosité. La figure 4 donne les variations de h'_e et de S'_L en fonction de K/n. Pour un sable donné, les valeurs de $A'_m = h'_e/h'_C$ et de S'_L sont très voisines de A_m et de S_L trouvées en régime permanent ([2]). Il en résulte que l'ascension capillaire totale h_C est remplacée en régime variable par la hauteur h'_C de saturation minimum et que l'écoulement de filtration dans la frange capillaire ne peut avoir lieu en deçà d'une certaine saturation S_L.

Dans le cas du sable très fin, les charges mesurées aux aiguilles de Taylor reliées aux prises de pressions sont données sur la figure 5 pour différentes positions de la surface libre. La pression qui règne sur celle-ci varie de h_C pour $T = 0$ à h'_e pour $T = T_2$. Le rapport h_C/h'_e est variable d'un sable à un autre.

2° Étudions maintenant la mise en eau d'une colonne de sable sec de granulométrie bien déterminée que nous soumettons brusquement à une charge ascendante mesurée à partir du fond de la colonne. La similitude nous permet d'étendre les résultats obtenus à des milieux poreux de granulométries diffé-

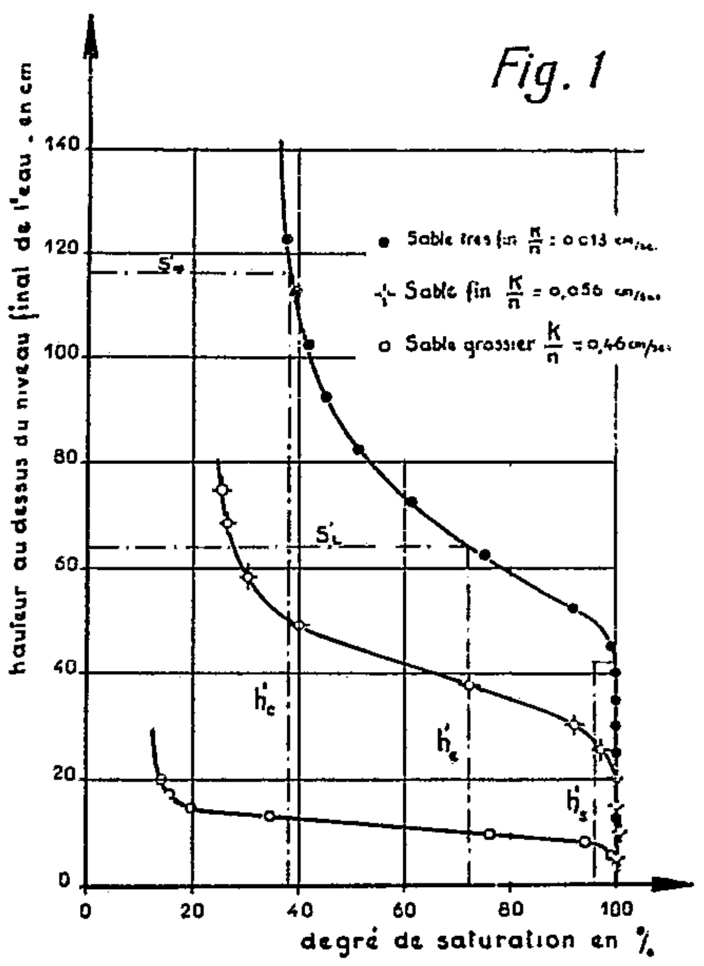


Fig. 1

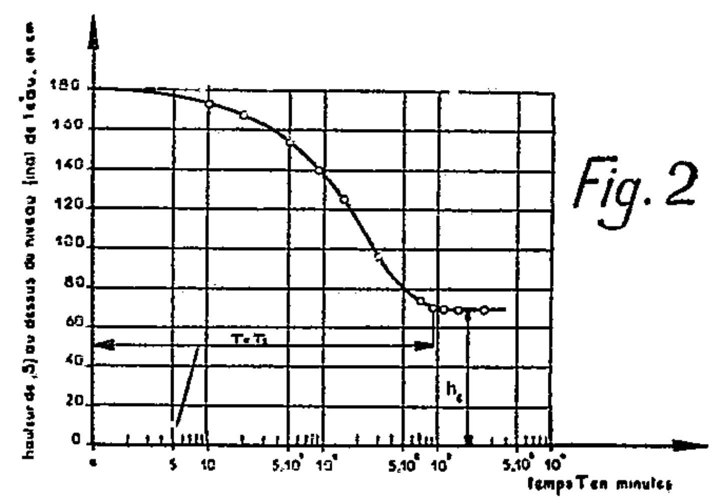


Fig. 2

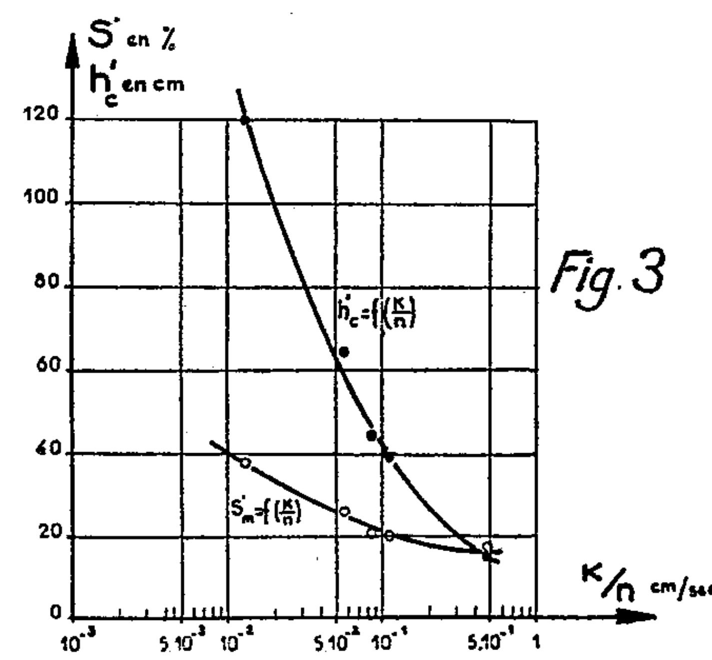


Fig. 3

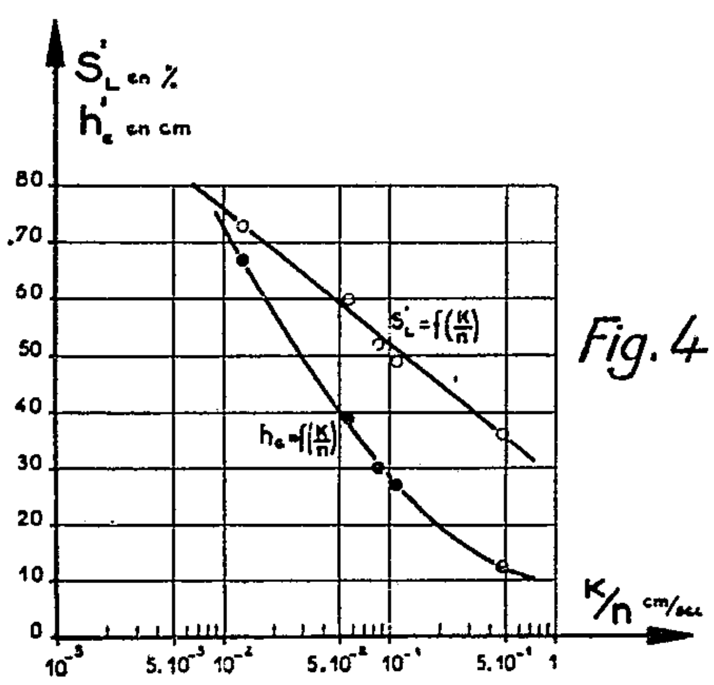


Fig. 4

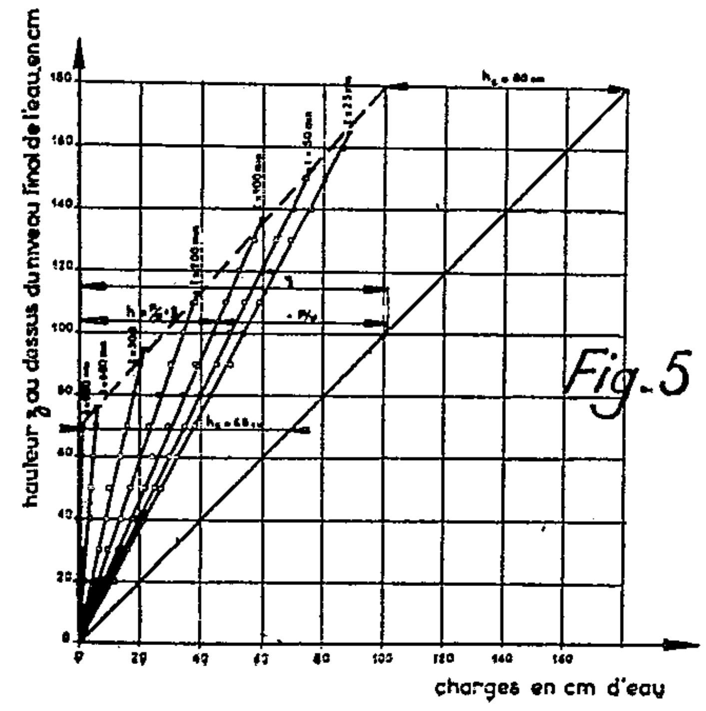


Fig. 5

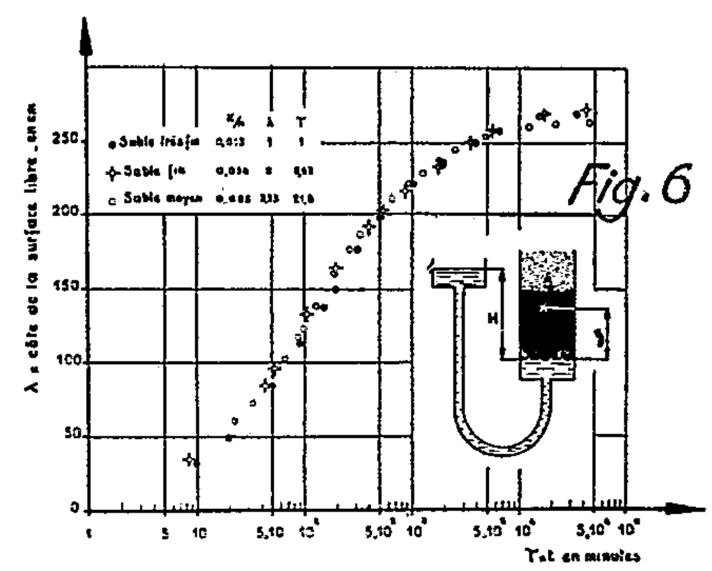


Fig. 6

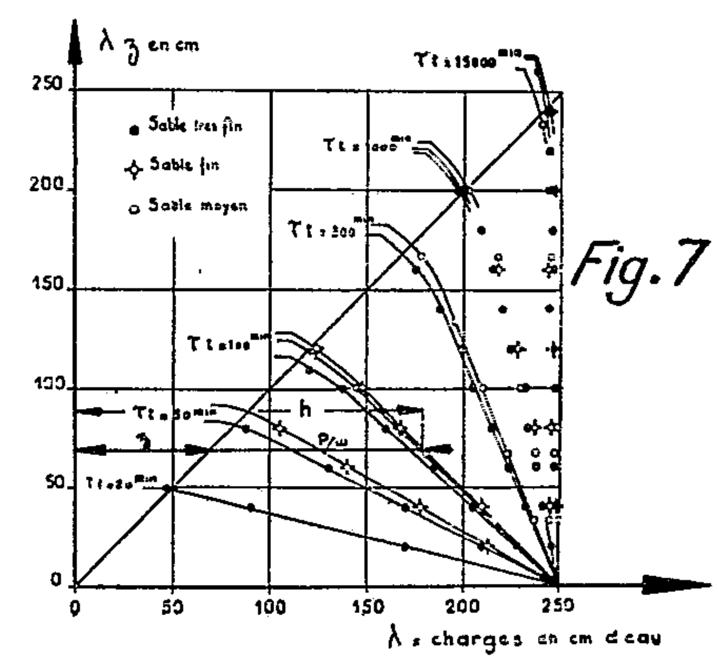


Fig. 7

rentes. Considérons en effet deux sables dont les diamètres moyens des grains sont d_1 et d_2, les ascensions capillaires sont h_{C_1} et h_{C_2}, on a

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{h_{C_2}}{h_{C_1}} = \lambda.$$

Prenons λ comme rapport de similitude pour les longueurs et les charges, et appelons H_1 et H_2 les charges auxquelles sont soumises brusquement les deux colonnes, on peut écrire

$$\frac{H_2}{H_1} = \lambda.$$

Contrairement au cas précédent relatif au drainage du massif, la pression régnant sur la surface libre est proportionnelle à h_C pendant la mise en eau, la similitude est donc applicable.

Un calcul très simple permet d'aboutir à la relation

$$\tau = \frac{t_2}{t_1} = \lambda \frac{\left(\frac{K}{n}\right)_1}{\left(\frac{K}{n}\right)_2}.$$

dans laquelle τ est l'échelle des temps.

Pour comparer les mesures faites sur différents sables, nous prenons le sable très fin comme référence et nous réduisons les longueurs, les charges et les temps, relatifs aux autres sables dans les rapports de similitude correspondants.

La figure 6 donne pour trois sables différents, les cotes des surfaces libres en fonction du temps. Nous représentons sur la figure 7 les variations de la charge en fonction de la hauteur z à différents instants.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1398 et 244, 1957, p. 1455.

(2) *Loc. cit.*

ASTROPHYSIQUE. — *Observations de la comète Arend-Roland* (1956 *h*). Note de MM. **Charles Bertaud**, **Georges Bertaud** et **Fernand Baldet**, présentée par M. André Danjon.

La comète Arend-Roland (1956 *h*) a été observée, après son passage au périhélie, avec les instruments de la Table équatoriale de l'Observatoire de Meudon, les 21, 22, 26 et 28 avril 1957. L'observation du 26 avril, la plus importante, a été faite dans une éclaircie.

Les photographies prises avec trois instruments différents et 32 mn de pose montrent une queue, de forme sensiblement parabolique, incurvée, s'étendant sur 6°,5 de longueur. Cette forme parabolique est caractéristique des grandes comètes. Elle enveloppait un noyau nébuleux rond d'environ 4″

de diamètre d'après l'observation visuelle faite à la lunette de 32 cm. La queue ne présentait pas de structure filamenteuse ou nuageuse à l'échelle de nos photographies, à l'exception d'un long filament presque rectiligne provenant de la partie centrale de la tête. Nos clichés révèlent, en outre, la présence d'un autre filament ou jet remarquable, non visible sur les photographies du 21 prises près de l'horizon brumeux, relativement fin et intense, d'une longueur de 2°, émanant du noyau, diamétralement opposé au précédent, et qui pointe approximativement la direction du Soleil. A notre connaissance, un filament de cette importance et dans cette direction, c'est-à-dire juste à l'opposé de la queue, est une formation exceptionnelle par son ampleur, enregistrée pour la première fois, semble-t-il, par la photographie, et mérite à ce titre, d'être signalée.

Le spectre obtenu simultanément au prisme-objectif Huet (objectif $F = 30$ cm, $O = 10,8$ cm, prisme en flint de 60° donnant une dispersion de 74 Å/mm pour Hδ) montre, à première vue, dans la tête et la queue une émission apparemment continue sur toute son étendue de 6 800 à 3 800 Å tout à fait semblable à celle obtenue par F. B. sur la grande comète 1910 I avec un prisme-objectif de constantes très voisines. On y décèle cependant la présence de quelques faibles radiations dans la partie centrale de la tête provenant en particulier des molécules C_2 et CN et la trace de quelques doublets du CO^+ au début de la queue.

L'apparition de cet astre relativement brillant, avec une queue bien développée, nous a permis d'utiliser pour la première fois sur une comète, une caméra imaginée par l'un de nous (F. B.) et construite par la Société Générale d'Optique Elle comporte un objectif particulièrement lumineux, ouvert à F/1, de 17 cm de diamètre et 17 cm de distance focale, associé à un dispositif automatique spécial permettant d'obtenir des images successives (54×24 mm) sur film 35 mm, d'une durée fixée à l'avance. Dans le cas actuel, les poses ont été de 3 mn avec un film à grain fin. Elles montrent la queue et le filament opposé de la même importance que sur les clichés dont il vient d'être parlé. Cet appareil, destiné à enregistrer l'évolution et les mouvements des phénomènes rapides dont les queues de comètes sont parfois le siège, vient de donner un film, limité à quelques images en raison de l'état du ciel, qui paraît être le premier réalisé sur une comète.

Les observations du 28 avril apportent un complément d'information relativement au filament et au spectre. Le filament s'est évasé à partir de la tête et, au lieu d'être diamétralement opposé à la queue, il fait un angle d'environ 20° avec l'axe de cette dernière dans le sens des angles de position décroissants. Il s'est affaibli tout en conservant à peu près la même longueur. Le spectre apparemment continu de la queue n'a pas sensiblement changé, mais les radiations émises par les molécules de la tête, telles que CN et C_2, ont beaucoup augmenté d'intensité en deux jours.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *A propos des fluides classiques à spin.* Note (*) de M. **Georges Lochak**, présentée par M. Louis de Broglie.

Dans un travail effectué avec MM. Bohm et Vigier ([1]), nous avons montré qu'un fluide de « toupies » relativistes sans tensions, décrit à l'aide d'un spineur q obéit aux équations dérivant du lagrangien :

$$\mathcal{L}_w = -mc^2(\mathrm{D}g_\mu u^\mu + \mathrm{D}) \tag{1}$$

où l'on introduit les grandeurs habituelles :

$$\Omega_1 = q^+ q; \quad \Omega_2 = iq + \gamma_5 q; \quad j_\mu = iq^+\gamma_\mu q; \quad \sigma_\mu = q^+\gamma_5\gamma_\mu q;$$
$$\mathrm{J}^1_\mu = -iq^-[\partial_\mu]q; \quad \mathrm{J}^2_\mu = q^+\gamma_5[\partial_\mu]q; \quad \mathrm{D} = \sqrt{\Omega_1^2 + \Omega_2^2};$$
$$u_\mu = \frac{j_\mu}{\mathrm{D}}; \quad s_\mu = \frac{\sigma_\mu}{\mathrm{D}}$$

et le vecteur :

$$g_\mu = \frac{1}{2\,\mathrm{x}\,\mathrm{D}^2}(\Omega_1 \mathrm{J}^1_\mu + \Omega_2 \mathrm{J}^2_\mu) \quad ([2])$$

g_μ joue le rôle d'impulsion du fluide et coïncide avec l'impulsion du fluide de Dirac introduite par M. Takabayasi ([3]). Les tenseurs introduits obéissent aux relations connues de Kofinck : $u_\mu u^\mu = -1$, $s_\mu s^\mu = 1$, $s_\mu u^\mu = 0$ et à la relation de Takabayasi ([3]) :

$$\partial_{[\mu} g_{\nu]} = -\left(\frac{i}{2\mathrm{x}}\right)\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}u_\alpha s_\beta(\partial_\mu u_\gamma \partial_\nu u_\delta - \partial_\mu s_\gamma \partial_\nu s_\delta). \tag{2}$$

Nous avons montré que les équations de conservation déduites de (1) sont celles du fluide de Weyssenhoff ([4]). M. Takabayasi a objecté que rien ne prouve que nous avons ainsi *toutes* les équations de notre fluide et donc que ce fluide est bien celui de Weyssenhoff. Nous voudrions répondre à cette objection en donnant toutes les équations de notre fluide. Nous utiliserons la méthode introduite par M. Takabayasi dans le fluide de Dirac ([5]).

Au lieu du spineur q et du lagrangien (1), introduisons *de façon équivalente* les grandeurs D, u_μ, s_μ, g_μ et le lagrangien :

$$\mathrm{L} = \mathcal{L}_{\mathrm{W}} + \mathcal{L}_{\mathrm{I}} + \mathcal{L}_{\mathrm{II}} \tag{3}$$

avec

$$\mathcal{L}_{\mathrm{W}} = -m_0 c^2 \mathrm{D}(g_\mu u^\mu + 1),$$
$$\mathcal{L}_{\mathrm{I}} = \frac{1}{2}\lambda_1(u_\mu u^\mu + 1) + \frac{1}{2}\lambda_2(s_\mu s^\mu - 1) + \lambda_3 v_\mu w^\mu,$$
$$\mathcal{L}_{\mathrm{II}} = \frac{1}{2}m_0 c^2 h_{\mu\nu}\left\{2\partial_\mu g_\nu + \left(\frac{i}{2\mathrm{x}}\right)\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}u_\alpha v_\beta(\partial_\mu u_\gamma \partial_\nu u_\delta - \partial_\mu s_\gamma \partial_\nu s_\delta\right),$$

où λ_1, λ_2, λ_3, $h_{\nu\mu}(=-h_{\nu\mu})$ sont des paramètres de Lagrange. Nous écrirons les

équations de Lagrange

$$\partial_\mu \frac{\partial L}{\partial(\partial_\mu c)} - \frac{\partial L}{\partial c} = 0$$

où c sera successivement : λ_1, λ_2, λ_3, $h_{\mu\nu}$, g_μ, D, u_μ, s_μ.

1. La variation des paramètres de Lagrange nous donne les conditions cinématiques : $u_\mu u^\mu = -1$, $s_\mu s^\mu = 1$, $s_\mu u^\mu = 0$ et (2).

2. La variation de g_μ donne :

$$\partial^\nu h_{\mu\nu} = D u_\mu = j_\mu.$$

L'antisymétrie de $h_{\mu\nu}$ entraîne :

$$\partial_\mu j^\mu = 0 \qquad \text{(conservation du courant).} \tag{4}$$

3. La variation de D donne l'équation

$$g_\mu u^\mu + 1 = 0. \tag{5}$$

4. La variation de u_μ s'écrit :

$$\left\{\begin{aligned} A_\mu \equiv & \frac{2}{kc}(\lambda_1 u_\mu + \lambda_3 s_\mu) - D[2\varkappa g_\mu - i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} u_\alpha s_\beta \dot{u}_\gamma] \\ & + \frac{1}{2} h_{\rho\sigma} i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}[3 s_\alpha \partial_\rho u_\beta \partial_\sigma u_\gamma - s_\alpha \partial_\rho s_\beta \partial_\sigma s_\gamma - 2 u_\alpha \partial_\rho s_\beta \partial_\sigma u_\gamma] = 0, \end{aligned}\right. \tag{6}$$

où $\dot{u}_\gamma = u_\lambda \partial^\lambda u_\gamma$, dérivation le long de la ligne de courant.

5. La variation de s_μ donnera enfin ;

$$\left\{\begin{aligned} B_\mu \equiv & \frac{2}{kc}(\lambda_2 s_\mu + \lambda_3 u_\mu) - D i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} u_\alpha s_\beta \dot{s}_\gamma \\ & + \frac{1}{2} h_{\rho\sigma} i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma}(3 u_\alpha \partial_\rho s_\beta \partial_\sigma s_\gamma - u_\alpha \partial_\rho u_\beta \partial_\sigma u_\gamma - 2 s_\alpha \partial_\rho u_\beta \partial_\sigma s_\gamma) = 0, \end{aligned}\right. \tag{7}$$

où $\dot{s} = u_\mu \partial^\lambda s_\gamma$.

Éliminons les paramètres de Lagrange de (6) et (7).

Formons l'expression :

$$A_\mu s^\mu + B_\mu u^\mu = 0.$$

On en tire facilement :

$$g_\mu s^\mu = 0. \tag{8}$$

Écrivons ensuite :

$$i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} u^\alpha s^\beta A^\nu = 0.$$

On en déduit :

$$2\varkappa g_\mu = c_1 u_\mu + c_2 s_\mu + i\varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} u_\alpha s_\beta \dot{u}_\gamma,$$

où c_1 et c_2 sont des constantes. Mais (5) et (8) entraînent $c_1 = 2\varkappa$ et $c_2 = 0$, d'où :

$$\boxed{g_\mu = u_\mu + (i/2\varkappa)\, \varepsilon_{\mu\alpha\beta\gamma} u_\alpha s_\beta \dot{u}_\gamma.} \tag{9}$$

De même, écrivons :

$$i\varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta}u^\alpha s^\beta B^\nu = 0.$$

On en déduira

$$\dot{s}_\mu + u_\mu \dot{s}_\lambda u^\lambda = 0, \tag{10}$$

(8), (9), (10) sont les *seules* équations contenues dans (6) et (7), sauf celles qui donnent la valeur de λ_1, λ_2, λ_3.

Considérons alors l'expression $u^\nu(\partial_\mu g_\nu - \partial_\nu g_\mu)$ qui s'écrit, compte tenu de (2) et de (5) :

$$u^\nu(\partial_\mu g_\nu - \partial_\nu g_\mu) = -\dot{g}_\mu - g_\nu \partial_\mu u^\nu = -(i/2\varkappa)\,\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}u_\alpha s_\beta(\partial_\mu u_\gamma \dot{u}_\delta - \partial_\mu s_\gamma \dot{s}_\delta).$$

L'équation (10) permet alors d'écrire :

$$-\dot{g}_\mu - g_\nu\partial_\mu u^\nu = -\partial_\mu u_\gamma \frac{i}{2\varkappa}\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}u_\alpha s_\beta \dot{u}_\delta,$$

compte tenu de (9) et de $u_\mu u^\mu = -1$, il reste

$$\boxed{\dot{g}_\mu = 0.} \tag{11}$$

Les équations (9) et (11) sont identiques aux équations de Weyssenhoff.

Notre lagrangien (1) contient donc pour uniques équations les équations de Weyssenhoff auxquelles s'ajoute la relation cinématique (2) de Takabayasi.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) BOHM, LOCHAK et VIGIER, *Séminaire Louis de Broglie*, Exposé n° 15, 20 mars 1956.

(2) $\varkappa = m_0 c/k$ où k est le spin d'une particule du fluide et m_0 sa masse propre.

(3) *Prog. Theor. Phys.* (Japan), 13, 1955, p. 222.

(4) LOUIS DE BROGLIE, *La théorie des particules de spin 1/2*, Gauthier-Villars, Paris,

(5) *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 297 et Mémoire non publié.

[*Laboratoire Unifié d'Études Nucléaires, Doubna (U. R. S. S.)*].

CHALEUR. — *Propagation d'un choc thermique dans un mur homogène fini : passage du maximum.* Note (*) de M. **Frédéric Camia**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les équations du choc thermique publiées dans une Note précédente (1) permettent d'obtenir numériquement le temps de passage du maximum et la grandeur de ce dernier. On peut ainsi comparer la propagation de la chaleur dans le mur fini et sa propagation dans le mur indéfini. Les résultats sont applicables à tous les phénomènes de diffusion et ont été confirmés par l'expérience.

Nous donnons les équations et les résultats pour $W\,dx\,dt = 1$, $r = 1$, $\gamma = 1$ et $h = 1$, $W\,dx\,dt$ étant l'énergie fournie, r l'épaisseur du mur, γ la capacité calorifique de l'unité de volume et h la diffusivité. Pour passer au cas général,

il suffit de remplacer, dans les équations, x par x/r, t par ht/r^2, et de multiplier l'expression de la température par $W\,dx\,dt/\gamma r$. Il en résulte que les valeurs trouvées pour t_m devront être multipliées par r^2/h et les valeurs trouvées pour θ_m par $W\,dx\,dt/\gamma r$.

1. *Mur maintenu à 0° sur une face et isolé l'autre face* (face origine), contre laquelle se fait, en une épaisseur dx, le dégagement instantané de l'unité d'énergie. L'équation de la température est :

$$(1)\qquad \theta = 2\left\{\cos\left(\frac{\pi}{2}x\right)e^{-\frac{\pi^2}{4}t} + \cos\left(\frac{3\pi}{2}x\right)e^{-\frac{9\pi^2}{4}t} + \cos\left(5\frac{\pi}{2}x\right)e^{-\frac{25\pi^2}{4}t} + \ldots\right\}.$$

1° Quand x est compris entre 0,5 et 1, le calcul montre que, pratiquement, les deux premiers termes servent seuls pour trouver le maximum. En annulant alors la dérivée de θ par rapport au temps, et en posant $x' = 1 - x$, on obtient pour le temps de passage t_m du maximum :

$$(2)\qquad 2\pi^2 t_m - \log_e 9 = \log_e \sin\left(\frac{3\pi}{2}x'\right) - \log_e \sin\left(\frac{\pi}{2}x'\right).$$

Quand x' est très petit, l'équation (2) devient :

$$(3)\qquad 2\pi^2 t_m - \log_e 9 = \log_e 3.$$

Le temps de passage devient constant et égal à $\log_e 27/2\pi^2 = 0,16697$.

2° Lorsque X est compris entre 0 et 0,4, le temps de passage du maximum est pratiquement donné par la formule du mur indéfini. On a sensiblement $t_m = x^2/2$. Entre $x = 0,4$ et $x = 0,5$, la courbe exprimant t_m en fonction de x présente un point d'inflexion et est sensiblement rectiligne.

3° La valeur du maximum θ_m pour une abscisse donnée se tire de la valeur de t_m :

— Entre $x = 0$ et $x = 0,5$, on peut appliquer la formule du mur indéfini :

$$(4)\qquad \theta_m = \frac{2}{x\sqrt{2\pi e}}.$$

— Entre $x = 0,5$ et $x = 1$, en transportant dans l'équation (1) la valeur de t_m fournie par la formule (2) on a :

$$(5)\qquad \theta_m = \frac{16\left[\sin\left(\frac{\pi}{2}x'\right)\right]^{\frac{9}{8}}}{9^{\frac{9}{8}}\left[\sin\left(\frac{3\pi}{2}x'\right)\right]^{\frac{1}{8}}}$$

ou encore

$$(6)\qquad \log\theta_m - \log 16 + \frac{9}{4}\log 3 = \frac{9}{8}\log\sin\left(\frac{\pi}{2}x'\right) - \frac{1}{8}\log\sin\left(\frac{3\pi}{2}x'\right).$$

— Pour x' très petit :

$$(7)\qquad \theta_m = 1,8496\,x'.$$

La valeur du maximum tend linéairement vers zéro.

II. *Mur isolé sur deux faces.* — Production de chaleur contre la face-origine dans une épaisseur dx du mur.

L'équation de la température est :

$$\theta = 1 + 2 \{ \cos(\pi x) e^{-\pi^2 t} + \cos(2\pi x) e^{-4\pi^2 t} + \cos(3\pi x) e^{-9\pi^2 t} + \ldots \}. \tag{8}$$

La troisième exponentielle est négligeable à partir de $t = 0,1038$, ce qui est la valeur de t_m pour $x = 4/9 = 0,444\ldots$. On peut, pour trouver t_m, utiliser valablement les formules déjà citées du mur indéfini dans la partie du mur comprise entre $x = 0$ et $x = 0,444\ldots$. Au-delà de $x = 0,444\ldots$, on peut poser $x'' = 0,5 - x$, ce qui donne, en dérivant θ réduit aux trois premiers termes et en annulant la dérivée

$$3\pi^2 t_m - \log_e 4 = \log_e \cos(2\pi x'') - \log_e \sin(\pi x''). \tag{9}$$

Pour x'' très petit, on obtient ainsi :

$$t_m - 0,04681 = -0,03377 \log_e(\pi x''). \tag{10}$$

Il en résulte que le temps de passage du maximum croît très rapidement, de la valeur 0,163 pour $x = 0,49$ jusqu'à une valeur infinie pour $x = 0,50$. Cela signifie qu'à partir du milieu du mur il n'y a plus de maximum de température, plus de « signal thermique ». Ces résultats ont été confirmés, non seulement par l'expérience des analogies hydrodynamiques, mais encore par l'étude de la diffusion des substances solubles dans les liquides ([2]).

Quant à la valeur elle-même du maximum de température, elle est sensiblement, de $x = 0$ à $x = 0,444\ldots$, la même que celle obtenue pour le mur indéfini. Au delà de cette abscisse, la valeur de θ_m s'obtient en portant la valeur de t_m de la formule (9) dans l'équation (8) réduite aux trois premiers termes. On trouve :

$$3 \log_e(\theta_m - 1) + \log_e \frac{32}{27} = 4 \log_e \sin(\pi x'') - \log_e \cos(2\pi x'') \tag{11}$$

et, lorsque x'' tend vers zéro :

$$\theta_m = 1 + \frac{3 . \pi^{\frac{4}{3}}}{2 . 4^{\frac{1}{3}}} x''^{\frac{4}{3}}. \tag{12}$$

Le maximum tend vers 1 quand le signal arrive au milieu du mur. Pour un point donné avant le milieu du mur, la température, partie de zéro, dépasse la valeur 1, passe par un maximum, puis décroît asymptotiquement jusqu'à 1. Pour un point après le milieu du mur, la température croît constamment vers 1 comme limite.

L'étude du passage des maxima peut se faire de façon analogue pour une source située à une certaine distance des faces, en employant les équations données précédemment ([1]). Les résultats sont valables, non seulement pour la diffusion de la chaleur, mais pour tous les phénomènes à caractère diffusif.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1163.

(2) *Cf.* É. Calvet, *Mémorial des Services chimiques de l'État*, 34, 1948, p. 171 et figure hors texte.

ÉLECTRICITÉ. — *Un magnétron modulé en fréquence.* Note (*) de MM. Émile Petrașco et Iordan I. Vasilesco, présentée par M. Eugène Darmois.

On sait qu'un magnétron à anode pleine est susceptible d'engendrer des oscillations autour de son champ magnétique critique, ce dernier satisfaisant à la relation approchée :

$$B_{cr} = \frac{6,67\sqrt{U_a}}{R_a}, \tag{1}$$

où B_{cr}, champ magnétique critique; U_a, tension anodique; R_a, rayon de l'anode;

Ce dernier champ étant maintenu constant, la fréquence dépend du temps de transit des électrons, déterminé par la tension et le rayon anodiques.

Afin d'obtenir une variation continue de la fréquence, nous avons construit une diode avec l'anode en tronc de cône, telle qu'elle est représentée par la figure 1.

Les résultats des mesures sont les suivants :

a. La tension anodique étant de 950 V et la fréquence de 110 Mc, une variation continue de 30 % de la tension anodique (950-1350 V) produit une déviation continue et très linéaire de la fréquence se montant approximativement à 30 Mc, soit environ 30 % (*fig.* 2).

b. Une variation minime de la tension anodique (1,5 V) produit une déviation parfaitement linéaire de 200 kc avec des restes insignifiants de modulation en amplitude (maximum 0,5 %) (*fig.* 3).

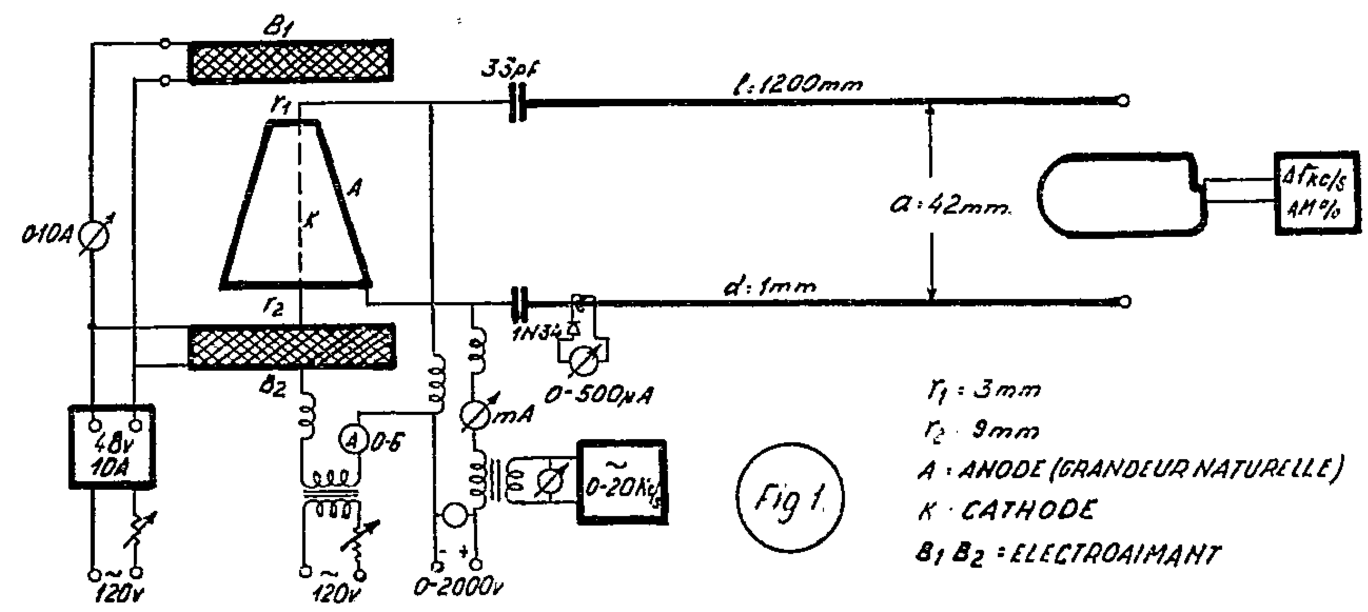
c. La courbe « déviation fréquence-fréquence » est parfaitement linéaire entre 5-20 000 c, les variations ne dépassant pas 0,2 dB ainsi que le montre la figure 4).

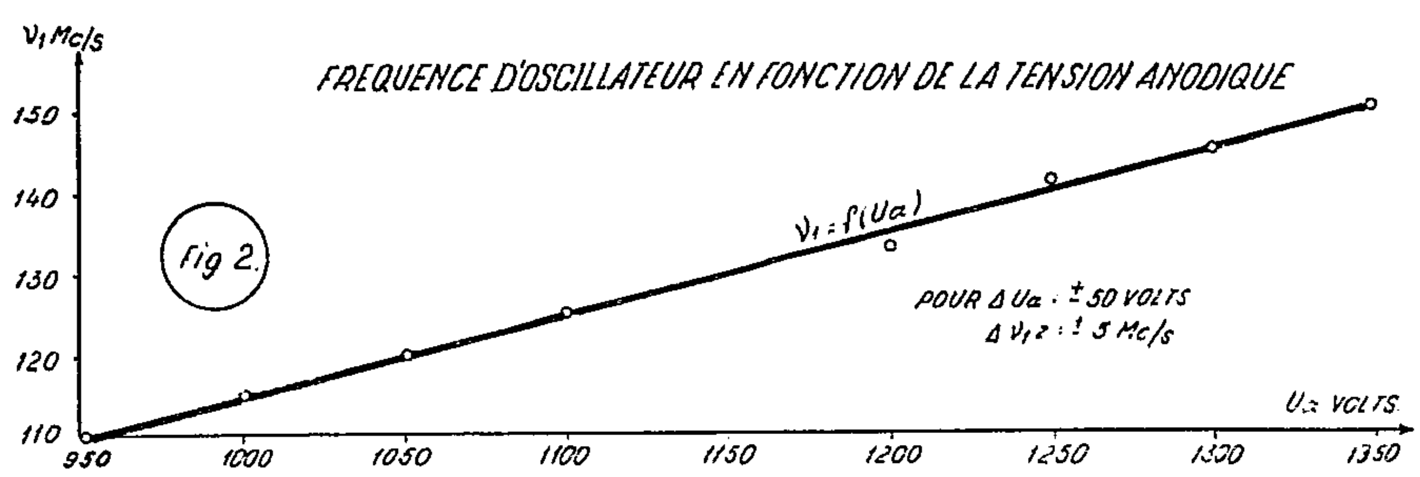
Puissance émise, environ 1 W. Les mesures ont été effectuées avec l'appareil Rhode-Schwartz.

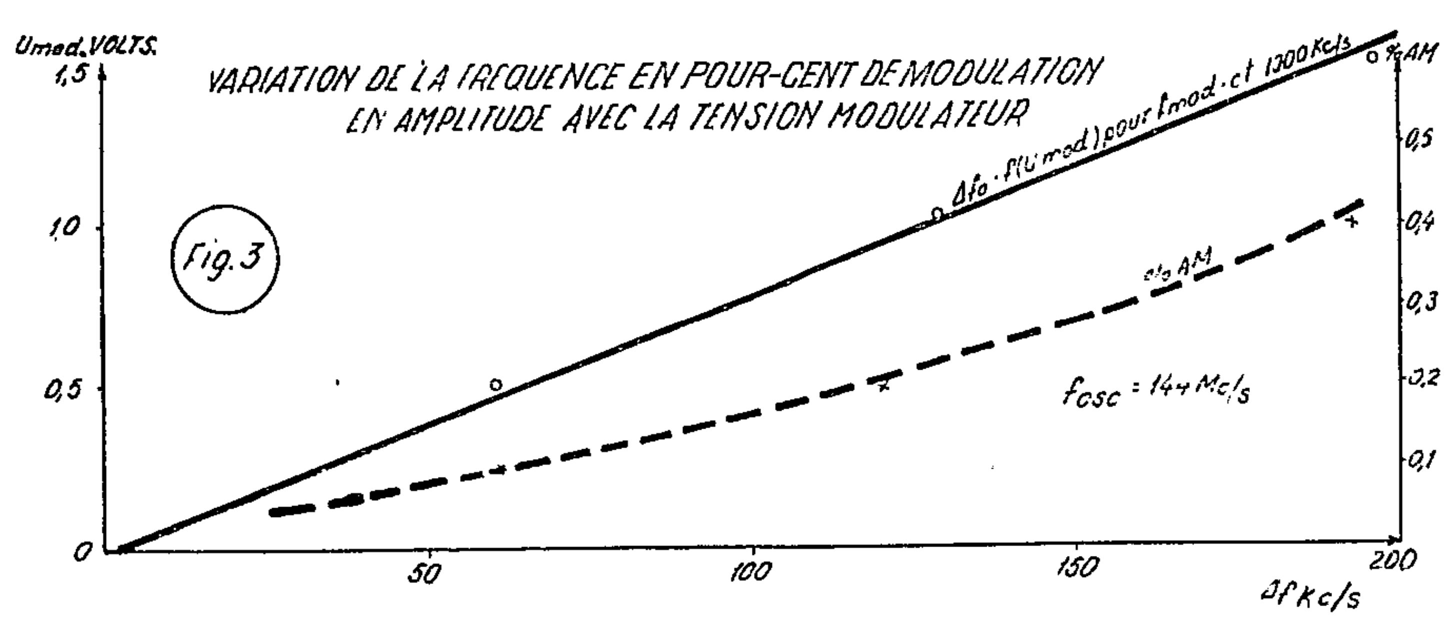
Le tube ainsi construit et ce système de modulation présenterait ainsi les avantages suivants :

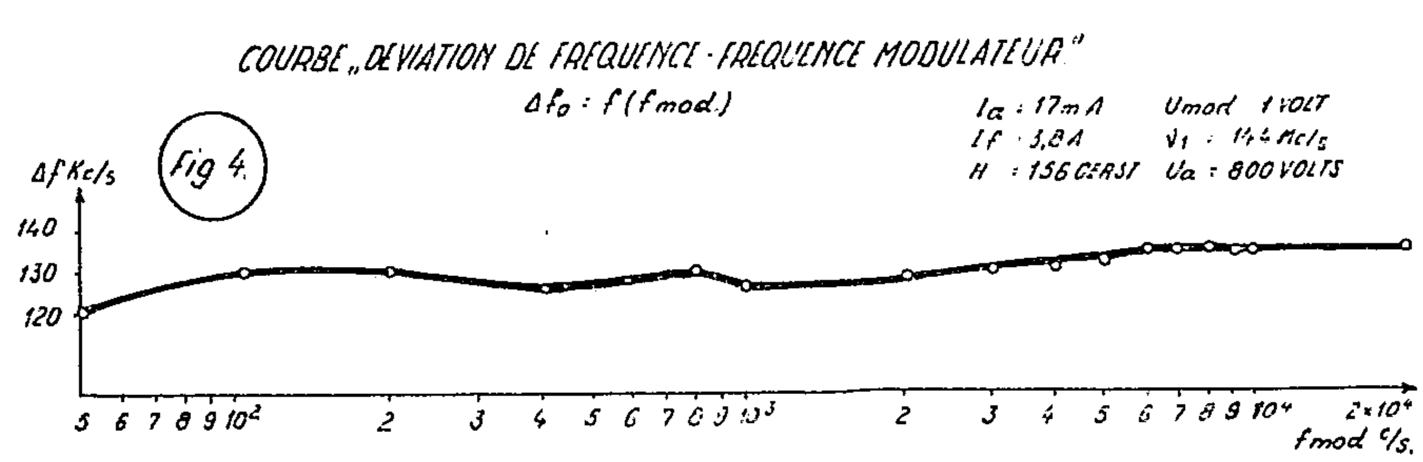
1° A l'encontre des autres systèmes de modulation en fréquence qui nécessitent un grand nombre de doubleurs de fréquence afin d'obtenir un indice de modulation convenable, ce système n'en nécessite aucun, tout en obtenant des déviations bien supérieures.

2° A l'encontre des autres systèmes de modulation de fréquence, ce système ne nécessite pas de limiteurs d'amplitude, la modulation d'amplitude étant insignifiante même pour des déviations considérables de fréquence.









3° La linéarité très correcte des courbes « déviation de fréquence-tension anodique » et « déviation de fréquence-fréquence » assurent une grande fidélité à la modulation.

4° L'étendue des bandes latérales ainsi obtenues se prête très facilement, avec une puissance convenable, à la transmission de la télévision modulée en fréquence ainsi qu'à l'emploi de la radiotéléphonie multiplex.

(*) Séance du 15 avril 1957.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur la réflexion ionosphérique en présence de chocs.* Note (*) de M. **Paul Poincelot**, transmise par M. Pierre Lejay.

A la suite d'une précédente Note (1) et des publications qui s'y trouvent citées, je considère une loi d'indice :

$$n^2 = 1 - \frac{a^2}{\omega^2\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right)}(1 - e^{-\alpha z}). \tag{1}$$

C'est la formule (55) de mon article (2), modifiée par l'intervention d'une résistance visqueuse due aux chocs en remplaçant ω^2 par $\omega^2[1 - i(\beta/\omega)]$, ainsi que je l'ai montré dans la Note (1). Je rappelle qu'elle correspond à l'hypothèse d'une densité électronique de la forme :

$$N = N_m(1 - e^{-\alpha z}) \tag{2}$$

Posant

$$\alpha z = 2\zeta, \tag{3}$$

je trouve les équations de propagation :

$$\frac{d^2E}{d\zeta^2} + [e^{2(\beta-\zeta)} - \nu^2]E = 0, \qquad \mathcal{H} = \frac{i}{\mu_0\omega}\frac{dE}{dz}, \tag{4}$$

en unités M. K. S. A. rationalisées, avec

$$e^{\beta} = \frac{2a}{\alpha c\sqrt{1 - i\frac{\beta}{\omega}}}, \qquad \nu = \frac{2a}{\alpha c}\sqrt{\frac{1}{1 - i\frac{\beta}{\omega}} - \frac{\omega^2}{a^2}}. \tag{5}$$

On voit que l'équation (4) de la présente Note est l'équation (59) de mon article (2), dans laquelle a est remplacé par $a/\sqrt{1 - i\beta/\omega}$.

En reproduisant les développements qui vont de la relation (59) à l'équation (82) de l'article (2), on trouve, à la place de (82) :

$$\varphi(\omega) = \frac{2\omega}{\alpha c} - \nu \arcsin\left(\frac{\omega}{a}\sqrt{1 - i\frac{\beta}{\omega}}\right), \tag{6}$$

ν ayant la valeur définie par (5); il vient

$$\varphi(\omega) = \frac{2\omega}{\alpha c} - \frac{2a}{\alpha c}\sqrt{\frac{1}{1-i\frac{\beta}{\omega}} - \frac{\omega^2}{a^2}} \arcsin\left(\frac{\omega}{a}\sqrt{1-i\frac{\beta}{\omega}}\right). \tag{7}$$

En supposant $(\omega/a) \ll 1$, j'obtiens la relation

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega^3}{a^2\alpha c}\left(1 - i\frac{\beta}{\omega}\right). \tag{8}$$

Par définition, si le champ électrique de l'onde incidente est égal à l'unité, celui de l'onde réfléchie a la valeur

$$E_i = e^{-i\frac{\omega^3}{a^2\alpha c}\left(1-i\frac{\beta}{\omega}\right)}. \tag{9}$$

L'amplitude est réduite dans le rapport $e^{-\omega^3/a^2\alpha c\,(\beta/\omega)}$. L'affaiblissement est égal à $(\omega^3/a^2\alpha c)(\beta/\omega)$ (népers), soit la relation (89) de l'article (2) :

$$2\pi\frac{h_0}{\lambda}\frac{\beta}{\omega} \quad \text{(Népers)}. \tag{10}$$

Si, dans la formule (15) de ma précédente Note (1), je fais $\omega_0 = \omega$, h_0 devient, comme dans le cas présent, l'altitude à laquelle l'indice de réfraction s'annulerait en l'absence de chocs. L'affaiblissement de l'onde réfléchie est donc le suivant :

1° Dans l'hypothèse d'une densité électronique proportionnelle à l'altitude :

$$\frac{8\pi}{3}\frac{h_0}{\lambda}\frac{\beta}{\omega} \quad \text{(Népers)}.$$

2° Dans celle d'une densité électronique conforme à la relation (2) de la présente Note

$$2\pi\frac{h_0}{\lambda}\frac{\beta}{\omega} \quad \text{(Népers)}.$$

L'expression en décibels est 8,68 fois celle du nombre de népers. On voit que le rapport des deux valeurs de l'affaiblissement est égal à 4/3, soit 2,5 dB.

(*) Séance du 15 avril 1957.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2031.
(2) *Ann. Télécom.*, 11, n° 4, avril 1956, p. 70-80.

OPTIQUE. — *Propriétés d'un interféromètre de Fabry-Pérot dont les miroirs sont des filtres interférentiels.* Note (*) de M. **René Dupeyrat**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'élimination d'une raie parasite gênante pour l'analyse d'une radiation est obtenue avec un étalon de Fabry-Pérot dont les miroirs sont constitués par des filtres interférentiels *transparents* pour la raie parasite.

Dans l'étude interférométrique des raies Raman on est généralement gêné par la diffusion sans changement de fréquence de la lumière excitatrice par le verre du prisme du monochromateur. On peut remédier à cet effet en plaçant sur le trajet du faisceau un filtre transparent pour la raie à analyser et absorbant pour la raie excitatrice (filtres en verre coloré, filtres liquides ou filtres interférentiels, etc.). On peut aussi utiliser un étalon à filtres interférentiels qui agit d'une façon un peu différente.

Un filtre interférentiel peut être considéré comme étant un miroir dont le facteur de réflexion R présente un « trou » pour un certain domaine de longueurs d'onde. Considérons un filtre idéal dont le facteur de réflexion

$$R = 1 - \varepsilon \qquad \text{entre} \quad \lambda_1 \text{ et } \lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2} \quad \text{et entre} \quad \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2} \text{ et } \lambda_2,$$

$$R = \eta \qquad \text{entre} \quad \lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2} \quad \text{et } \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}.$$

ε et η étant des nombres petits devant l'unité (pour l'exemple numérique choisi, nous prendrons $\varepsilon = \eta = 0,1$).

Dans ces conditions l'étalon sera caractérisé de la manière habituelle par son contraste et sa finesse dans les trois domaines (*voir* le tableau dans lequel les valeurs numériques entre parenthèses correspondent à l'exemple choisi).

λ.	λ_1.		$\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}$.		$\lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}$.	λ_2.
R.............	$1-\varepsilon$	(0,9)	η	(0,1)	$1-\varepsilon$	(0,9)
$C = \left(\frac{1+R}{1-R}\right)^2$...	$\left(\frac{2-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2$	(361)	$\left(\frac{1+\eta}{1-\eta}\right)^2$	(1,49)	$\left(\frac{2-\varepsilon}{\varepsilon}\right)^2$	(361)
$\mathcal{F} = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R}$......	$\frac{\pi\sqrt{1-\varepsilon}}{\varepsilon}$	(30)	$\frac{\pi\sqrt{\eta}}{1-\eta}$	(1,1)	$\frac{\pi\sqrt{1-\varepsilon}}{\varepsilon}$	(30)

Si nous supposons que nous envoyons deux radiations monochromatiques A et B, de même intensité I, sur un étalon transparent pour B et si A et B sont suffisamment écartées dans le spectre pour appartenir à deux domaines voisins (*voir* tableau) et suffisamment proches pour que nous négligions sur la figure le décalage des ordres successifs.

Nous obtiendrons les trois schémas suivants (*figure*) en coordonnées I, φ($\varphi = 2ne\cos i$) :

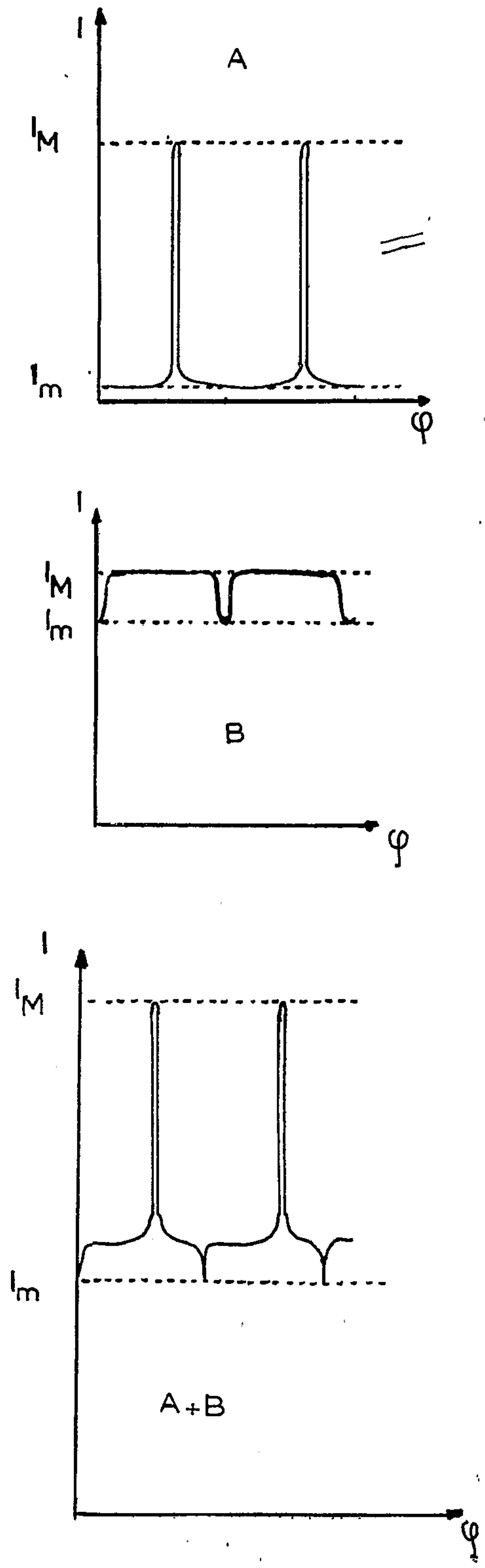
A, image de la radiation A;

B, image de la radiation B;

A + B, image de l'ensemble des deux radiations.

Cette dernière image, dans le cas choisi, a un contraste de 2 (environ), mais la finesse permet l'analyse de A plus commodément qu'avec un étalon normal.

Nous avons fait l'expérience avec deux filtres interférentiels laissant passer 4 358 Å. La raie indigo donne des anneaux très flous en observation visuelle,


I
A
I_M
I_m
φ
I
I_M
I_m
B
φ
I
I_M
I_m
A+B
φ

la raie verte donne des anneaux très fins. Cette expérience sera reprise avec des filtres de bonne qualité en enregistrant les raies analysées.

(*) Séance du 15 avril 1957.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Influence des distorsions rotationnelles sur le spectre de vibration-rotation des molécules linéaires.* Note (*) de MM. **Gilbert Amat** et **Harald H. Nielsen**, transmise par M. Jean Cabannes.

L'énergie de rotation d'une molécule linéaire dans un état Σ est généralement écrite sous la forme

$$E_R = B_V\, J(J+1) - D_{eff} J^2 (J+1)^2 \tag{1}$$

avec

$$\left\{\begin{array}{l} B_V = B_e - \sum_s \alpha_s \left(v_s + \frac{g_s}{2} \right), \\ D_{eff} = D + \Delta D, \end{array}\right. \tag{2}$$

où D désigne le coefficient de distorsion centrifuge, dont la variation en fonction des nombres quantiques vibrationnels peut être négligée et ΔD un coefficient de distorsion rotationnelle lié à la résonance du type l et éventuellement à la résonance de Fermi [1].

Compte tenu des règles de sélection, on obtient, pour une transition entre deux niveaux dont l'énergie de rotation est donnée par la relation (1), la formule de combinaison bien connue :

$$R(J-1) + P(J) = 2\nu_0 + 2(B' - B'')\, J^2 - 2(D' - D'')\, J^2 (J^2 + 1), \tag{3}$$

où B'' et D'' désignent les valeurs de B_V et D_{eff} correspondant au niveau inférieur, B' et D' désignant les valeurs de B_V et D_{eff} correspondant au niveau supérieur. On mesure habituellement $D' - D''$ en cherchant la parabole d'équation (3) qui représente le mieux les variations de $R(J-1) + P(J)$ en fonction de J^2.

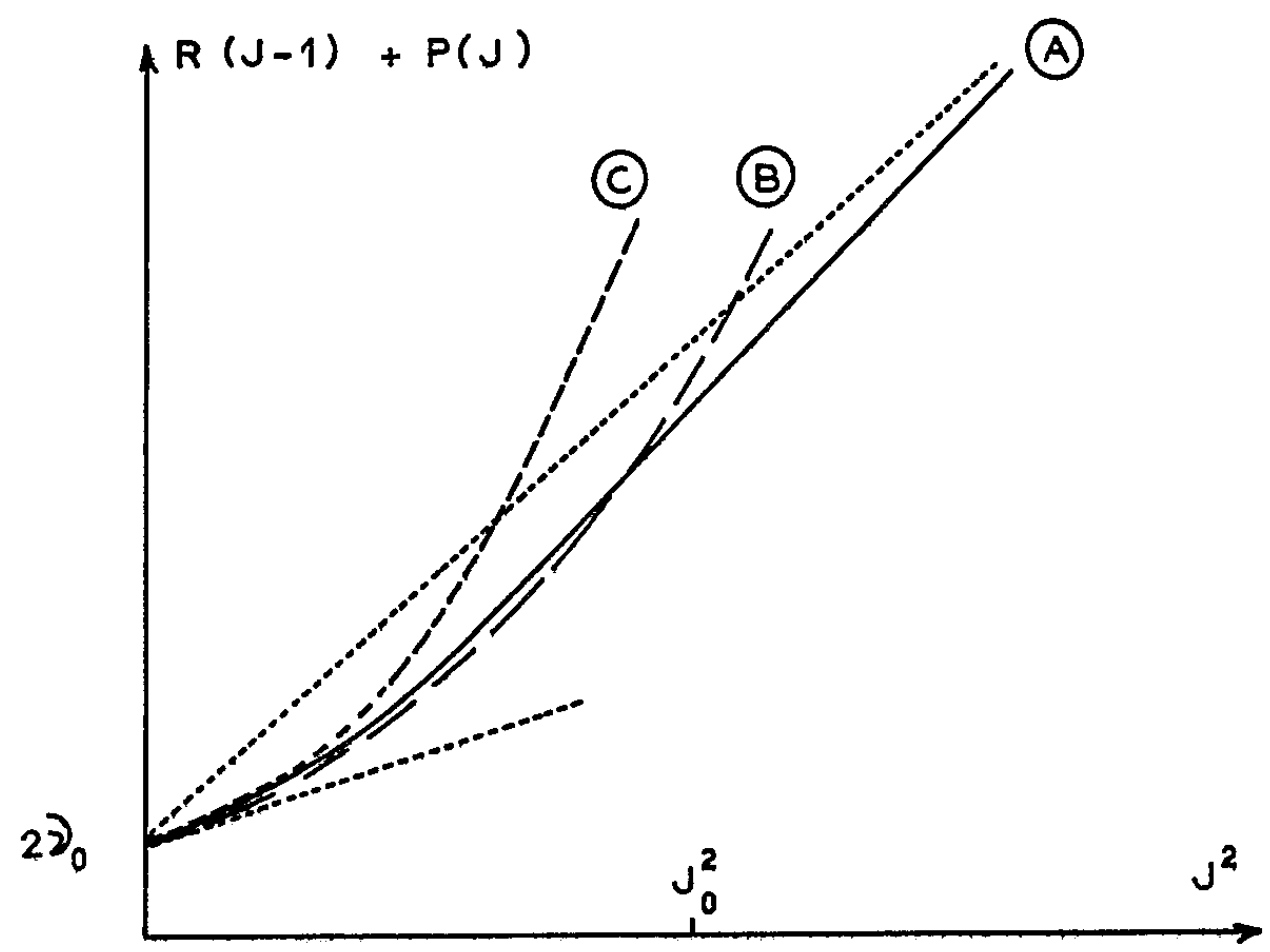
Or il peut arriver que l'énergie ne puisse être valablement écrite sous la forme (1) que pour les faibles valeurs de J ; la mesure de $D' - D''$, qui suppose que l'on considère des valeurs de J suffisamment grandes, devient alors très critiquable. Cette situation se présente lorsque la distorsion rotationnelle [2] dont l'effet s'ajoute à la distorsion centrifuge est due seulement à une résonance du type l; c'est-à-dire chaque fois que les vibrations dégénérées sont excitées dans une molécule non perturbée par une résonance de Fermi (HCN, C_2H_2, ...).

Considérons, par exemple, le niveau $2\omega_s$ d'une telle molécule (ω_s désignant une fréquence de vibration doublement dégénérée). L'énergie du niveau $l_s = 0$

contient, par suite d'une résonance du type l avec le niveau $l_s = \pm 2$, un terme de la forme

$$\frac{\Delta_0}{2} - \frac{1}{2}\{\Delta_0^2 + 64 q^{0^2} J^2 (J+1)^2\}^{\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

où Δ_0 désigne la différence des énergies de vibration des niveaux $v_s^{l_s} = 2^{\pm 2}$ et $v_s^{l_s} = 2^0$ $[\Delta_0 = E_V(2^2) - E_V(2^0)]$ et q^0 la constante du dédoublement du type l



A. Équation (6).
B. Meilleure parabole d'équation (3) pour $0 < J < J_0$.
C. Parabole d'équation (3) osculatrice à A [formule (5)].

N. B. — Les courbures ont été considérablement exagérées pour rendre la figure plus lisible. La figure permet de comprendre pourquoi les valeurs expérimentales de $|\Delta D|$ (courbe B) sont inférieures aux valeurs théoriques (courbe C).

[l'écart des niveaux dédoublés étant égal à $4q^0 J(J+1)$ dans le cas du doublet Π, $v_s^{l_s} = 1^{\pm 1}$]. Pour des valeurs de J suffisamment faibles, le terme (4) est équivalent à $-\Delta D J^2(J+1)^2$ avec

$$\Delta D = \frac{16 q^{0^2}}{\Delta_0}. \tag{5}$$

Il est alors légitime d'écrire l'énergie sous la forme (1). En revanche, dès que J cesse d'être suffisamment petit, l'équation (1) n'est plus valable et la formule (3) doit être remplacée, pour la bande $2\omega_s(0^0 \to 2^0)$, par

$$R(J-1) + P(J) = 2\nu_0 + 2(B' - B'')J^2 - \Delta_0 \left\{ \left[1 + \frac{64 q^{0^2}}{\Delta_0} J^2 (J^2+1) \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \tag{6}$$

si l'on connaît q^0 l'analyse de la structure rotationnelle au moyen de (6) permet de déterminer Δ_0 et, par conséquent, $x_{l_s l_s}$.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) H. H. NIELSEN, G. AMAT et M. GOLDSMITH, à paraître *J. Chem. Phys.*

(2) Lorsque cette distorsion rotationnelle est due à la fois à une résonance du type l et à une résonance de Fermi (CO_2, N_2O, ...) on peut montrer que les relations (1) et (3) constituent généralement une approximation très valable.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Traitement isotherme à basse température des plaques nucléaires épaisses.* Note (*) de M. **GEORGES MARGUIN**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cette nouvelle méthode, qui développe uniformément les traces de particules nucléaires au minimum d'ionisation, à une température constante de 5° C, est basée sur une variation progressive du pH des bains. Les émulsions conservent leurs dimensions initiales, présentent une distorsion négligeable et une bonne transparence.

Le traitement des plaques nucléaires épaisses précédemment employé (1) était basé sur le développement en température avec une phase de pénétration à 5° C et une phase active chaude à une température de l'ordre de 30° C. Les changements de température de l'émulsion entre 5 et 30° C, au cours du développement et du séchage constituaient des phases critiques délicates, au cours desquelles se produisaient des déformations de la gélatine. La méthode isotherme, qui maintient les émulsions à 5° C du début du développement au séchage donne d'excellents résultats pour des épaisseurs d'émulsions sur support de verre jusqu'à 500 μ (les temps indiqués correspondent à cette épaisseur). Elle a été appliquée à des plaques fabriquées par Ilford, ainsi qu'à des plaques coulées au laboratoire, à partir d'émulsions Ilford G 5 livrées sous forme de gel, ce qui permet d'éviter toutes les traces parasites antérieures à l'expérimentation.

Le développement commence par un gonflement de l'émulsion dans l'eau distillée (1 h) qui accélère la pénétration du révélateur. Les plaques sont ensuite maintenues pendant 1 h dans un premier révélateur à l'amidol acide (pH 6,6), tamponné par un mélange de sulfite de sodium et de sulfite acide de sodium (amidol : 3 g, sulfite de sodium : 10 g, sulfite acide de sodium : 10 cm^3 pour 1000 cm^3 de solution). Ce révélateur pénètre rapidement dans tout le volume de l'émulsion en produisant un premier développement uniforme en épaisseur. La phase chaude habituelle est remplacée par l'action (1 h) d'un deuxième révélateur à l'amidol neutre (pH 7,2) de plus grand pouvoir réducteur (amidol : 3 g, sulfite de sodium : 15 g pour 1000 cm^3 de solution) qui augmente la grosseur des grains et leur densité sur les traces. Le développement se poursuit dans un bain d'eau distillée (1 h) qui permet la diffusion progressive du révélateur en commençant par les couches superficielles et permet ainsi une prolongation de développement des couches profondes des plaques. Tout développement

est finalement arrêté dans une solution à 5 ‰ d'acide acétique (1 h) par abaissement très sensible du pH à la valeur 4. Le bain suivant d'eau distillée (1 h) permet de réduire l'acidité par dilution et d'enlever facilement l'argent colloïdal déposé à la surface de la plaque, par essuyage avec du coton humide.

Le fixage est susceptible de produire une importante distorsion de la gélatine par l'action brutale de solutions salines de forte concentration, nécessitées par la solubilisation d'une quantité importante d'halogénures d'argent. Le fixateur utilisé est une solution de thiosulfate de sodium tamponnée (thiosulfate de sodium : 400 g, sulfite de sodium : 10 g, sulfate acide de sodium : 100 ml pour 1000 ml de solution) acidifiée au pH 5,3, pour diminuer le gonflement de l'émulsion. Mais cette solution est diluée à 100 g de thiosulfate par litre pendant une première phase de 1 h, puis la concentration passe progressivement à 200 g/l pendant 2 h et enfin à 400 g/l pendant 48 h avec trois changements de bain, ce qui permet à l'émulsion de devenir transparente. L'élimination totale des halogénures d'argent est alors poursuivie par une dilution à 200 g/l pendant 16 h et à 100 g/l pendant 8 h. L'opalescence jaunâtre subsistant dans la gélatine, due à l'iodure d'argent résiduel, est supprimée par un bain de 16 h dans une solution de thiourée, acidifiée au pH 5 (thiourée : 10 g, acide citrique : 10 g, acétate d'ammonium : 30 g pour 1000 ml de solution).

Le lavage ne s'effectue plus dans l'eau pure mais, pour éviter un gonflement important de la gélatine, dans une série de mélanges d'eau et d'alcool avec un pourcentage croissant d'alcool de 10, 20, 30, 40 et 50, qui simultanément en 32 h éliminent les produits du bain de fixage, du bain de thiourée et déshydratent progressivement la gélatine en produisant une contraction en épaisseur. Cette contraction peut être limitée par un bain de glycérine de forte concentration (glycérine à 30° : 400 ml, alcool : 300 ml, eau : 300 ml) qui imprègne la gélatine pendant 16 h et permet à l'émulsion de conserver après séchage, exactement ses dimensions initiales, même en épaisseur. Après le traitement précédent, le séchage est obtenu en 24 h, dans une atmosphère contrôlée de vapeur à 50 % d'eau et d'alcool, dont l'humidité relative est progressivement abaissée de 100 à 50 %.

Les plaques nucléaires de 500 μ ainsi traitées ont été examinées avec un objectif Leitz à longue distance frontale de 1 mm (Ks Fl, ×53, o.n. 0,95). L'uniformité de développement en épaisseur était contrôlée sur des particules cosmiques de très grande énergie, traversant toute l'émulsion. Des mesures de densités de grains sur de nombreuses traces d'ionisation différente ont montré que les fluctuations de densité de grains pour des mesures près de la surface, au milieu de l'épaisseur et près du verre, étaient toutes de l'ordre de 5 %. L'uniformité de développement en épaisseur est donc très satisfaisante.

La distorsion était mesurée par la méthode rapide de J. Major [2] sur des particules cosmiques relativistes dans différentes régions des plaques près des bords aussi bien qu'au centre. Le résultat de ces mesures peut être exprimé par un coefficient de distorsion spécifique défini par M. Cosyns et G. Vanderhaeghe [3] indépendant de l'épaisseur de l'émulsion : $k = K/e^2$. Si la distorsion de courbure mesurée K et l'épaisseur e sont exprimées en microns, k varie de 10^{-5} au centre à 2.10^{-5} au bord, tandis qu'avec le précédent développement en température [1], k était de l'ordre de 10^{-4} dans les meilleures conditions et de l'ordre de 10^{-3} sans précautions pour réduire la distorsion.

Cette méthode isotherme donne donc une distorsion négligeable dans les mesures de diffusion multiple sur les traces nucléaires. De plus, elle présente l'avantage de donner des émulsions épaisses, sans contraction, qui n'ont aucune tendance au décollement de leur support et qui sont très transparentes par suite du voile de fond réduit.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) G. MARGUIN, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 43.

(2) *Brit. J. Appl. Phys.*, 3, 1952, p. 309.

(3) *Bull. C. Phys. Nucl. Bruxelles*, 1951, n° 15.

PHYSIQUE DES MÉTAUX. — *Comportement cristallographique d'un acier faiblement carburé au cours d'essais de fatigue à chaud* ($t < 800°$). Note (*) de MM. **Raymond Jacquesson** et **Jacques de Fouquet**, transmise par M. Charles Mauguin.

Ces essais de fatigue par torsions alternées ont été effectués sur des éprouvettes de fer « Ugiperval » en forme de bandes plates $L = 60$ mm, $l = 10$ mm, $e = 1$ mm, dont l'axe longitudinal coïncide avec l'axe de torsion. Elles étaient placées dans un four parcouru par un courant d'Argon après avoir été recuites 1 h à 950° dans le vide et polies électrolytiquement. La fréquence des oscillations de torsion est maintenue constante pendant l'essai (75 Hz) ainsi que leur amplitude; il s'agit donc d'un essai à déformation totale constante. La température du four et celle de l'éprouvette sont mesurées par des couples. Celle de l'éprouvette varie au cours de l'essai par suite de l'échauffement produit par les déformations alternées; les modules mécaniques varient d'un point à un autre; comme le couple de torsion Γ est constant pour toutes les sections, les déformations θ' unitaires varient régulièrement le long de l'éprouvette.

Les courbes $F = f(\theta')$ à différentes températures ont été établies par des mesures préalables à faible vitesse de déformation.

Dans ce genre d'essais, l'état de contraintes est caractérisé par des contraintes de cisaillement maximum uniformes sur toute la face de l'éprouvette et respectivement parallèles à l'axe longitudinal et à l'axe transversal. Comme les déformations empiètent sur la phase plastique, les contraintes superficielles τ_m sont calculées à partir de courbes $\Gamma = f(\theta')$ par l'expression $\tau_m = 1/be^2[2\Gamma + \theta'(d\Gamma/d\theta')]$ dérivée de celle donnée par Nadaï pour une éprouvette cylindrique.

Résultats. — Suivant la température et l'amplitude des torsions, le comportement du fer varie de manière considérable.

A. Pour des températures inférieures à 400°, les déformations par torsion ne produisent que des bandes de glissement.

α. Pour des amplitudes faibles, les quelques bandes apparaissant au début de l'essai se stabilisent; leur nombre et leur importance ne changent plus quand le nombre d'alternances imposées à l'éprouvette augmente : la contrainte est inférieure à la limite d'endurance. On peut ainsi par quelques observations microscopiques, déterminer cette limite; elle correspond à celle donnée par les essais usuels : $\tau_m = 10$ kg/mm² à l'ambiante, $\tau_m = 7$ kg/mm² à 300°.

Pour des amplitudes plus grandes, le nombre des bandes de glissement augmente avec la durée de l'essai. Leur aspect varie avec la température. A l'ambiante elles sont épaisses, serrées, difficilement séparables, et sont localisées dans certaines régions des grains.

β. Elles deviennent au contraire très nettes et très régulières vers 200°, température où le module de cisaillement est maximum. Au-dessus, ces bandes s'espacent de plus en plus, s'épaississent et traversent le grain de part en part. Elles sont orientées dans le voisinage immédiat des directions de cisaillement maximum.

Alors qu'à froid on observait dans quelques grains des bandes de glissements se coupant à 120°, ce qui montre qu'elles étaient des traces des plans (110), il semble qu'à chaud, la direction de cisaillement maximum est plus importante pour la production des bandes que les directions cristallographiques.

B. Au-dessus de 400°, les déformations alternatives provoquent pour une amplitude suffisante et au bout d'un temps variable d'autant plus grand que cette amplitude est plus faible, une polygonisation bien marquée des grains; à 400° pour une contrainte de cisaillement de 5 kg/mm² (torsion unitaire de 0,025 rad/cm), la polygonisation apparaît au bout de 500 000 alternances, et au bout de 20 000 seulement si la déformation est de 0,04 rad/cm.

Dans ces essais, à 400°, on remarque qu'au voisinage des encastrements, où la température est inférieure à 20° environ, subsistent les glissements, alors que la partie centrale de l'éprouvette est polygonisée. Dans la région intermédiaire, certains grains sont polygonisés, d'autres présentent des lignes de glissements : il ne peut exister les deux aspects superposés. Il y a donc un *seuil*

de température et de déformation au-delà duquel se produit la polygonisation.

A 500°, cette polygonisation apparaît dès les premières minutes de l'essai quand la contrainte atteint $T = 3\,kg/mm^2$ pour une torsion de 0,01 rad/cm. La déformation seuil diminue donc quand la température augmente.

La polygonisation pour les faibles déformations l'engendrant, débute sous forme d'une division des grains en sous-grains sensiblement rectangulaires. Ensuite, quand la déformation augmente, les contours de polygonisation deviennent de plus en plus tourmentés.

C. Au-delà de 700°, la polygonisation subsiste pour les amplitudes très faibles (0,01 rad/cm), mais s'y superpose une recristallisation par déplacements des joints de grains, et, dans d'autres cas, par production d'un grain à la limite intergranulaire. Cette recristallisation débute rapidement au bout de quelques minutes. Les grains peuvent finalement être 10 à 20 fois plus gros que ceux du métal initial. En coupe, on constate un grossissement progressif du centre de l'éprouvette où la déformation est nulle jusqu'à la surface où elle est maximum.

Ni la polygonisation ni la recristallisation ne se produisent quand, sans la fatiguer, on chauffe aux températures indiquées une éprouvette travaillée d'abord à froid, quel que soit le degré d'écrouissage atteint dans ce traitement préliminaire.

Ces faits montrent qu'un travail mécanique est susceptible d'activer des transformations qui font évoluer le métal vers un état cristallin plus stable et que ces transformations se produisent alors à des températures beaucoup plus basses que celles qu'il serait nécessaire d'atteindre pour déclencher cette évolution en l'absence de cet apport d'énergie mécanique.

(*) Séance du 24 avril 1957.

GÉOLOGIE. — *Rôle des accidents subméridiens dans la structure de la dépression liasique entre Villers-sur-Port et Vy-les-Lure (Haute-Saône).* Note (*) de M. **Nicolas Theobald**, présentée par M. Paul Fallot.

La dépression liasique qui, entre Villers-sur-Port à l'Ouest et Vy-les-Lure à l'Est, s'étend sur une trentaine de kilomètres, aurait, d'après les cartes géologiques au 1/80 000e (*Langres*, *Lure*, *Gray*, *Montbéliard*) une structure tranquille. Aucun accident géologique n'y est figuré. Elle paraît orientée autour d'un axe synclinal de direction Sud-Ouest-Nord-Est passant par Saulx-de-Vesoul. Elle est limitée à l'Ouest et à l'Est par des systèmes de failles subméridiennes, déjà figurées de manière approchée sur les cartes géologiques au 1/80 000e.

Des levers géologiques à l'échelle 1/20 000e ont montré l'existence d'un grand nombre d'accidents géologiques subméridiens. Ces accidents n'ont pu être décelés que par le relevé systématique d'un certain nombre de couches repères, telles que : 1° la base des grès rhétiens; 2° la base du calcaire à Gryphées, le calcaire ocreux du sommet du Sinémurien et le calcaire à Bélemnites du Carixien; 3° les couches à *Pleuroceras spinatum* et les couches à *H. bifrons* et *C. crassum* encadrant les schistes bitumineux; 4° les marnes ou calcaires ferrugineux de l'Aalénien.

Comme il n'est pas possible de décrire l'ensemble des accidents, nous essaierons de donner une idée de leur fréquence et de leur importance en suivant une coupe transversale allant de l'Ouest à l'Est.

Les accidents géologiques ne se répartissent pas d'une façon uniforme, mais se groupent en un certain nombre de systèmes.

Le SYSTÈME DE BOUGNON, sorte de horst dissymétrique, est placé dans le prolongement de la faille subméridienne qui, au Sud de Faverney, abaisse les calcaires du Jurassique moyen contre les marnes irisées supérieures (regard Ouest, rejet dépassant 175 m). Une faille secondaire, de même sens, à rejet de 25 m, peut être relevée à environ 200 m à l'Est de la cote 299, 2 300 m au Sud de Faverney. Ce système de failles se complique en direction du Sud. Aux environs du carrefour de la cote 278, à 1500 m au Nord du clocher de Bougnon, trois failles subméridiennes, en gradins, à regard Est, intéressant les grès rhétiens et les calcaires à Gryphées qui ont été relevés sur une distance Ouest-Est de 150 m. Le village de Bougnon est construit sur le grès rhétien, qui est affecté d'un monoclinal à pendage Sud-Est. Le calcaire à Gryphées affleure dans le bois du Chanois, où la feuille *Langres* figure du Toarcien.

Notons par exemple que le calcaire à Gryphées n'existe pas à Provenchères; sa limite supérieure sur ce méridien serait à déplacer de plus de 5 km vers le Sud. Plus à l'Ouest, l'effet du système de failles de Bougnon a été de reporter la limite inférieure du calcaire à Gryphées de plus de 5 km vers le Nord.

Entre le système de Bougnon et celui d'Auxon se développent de vastes compartiments séparés par des failles espacées dont l'une est jalonnée par le carrefour de Grenoux et la limite est du bois du Chanois.

Le SYSTÈME D'AUXON groupe, sur une transversale Ouest-Est de 1500 m environ, cinq failles subméridiennes, les unes conformes, les autres contraires, dont le rejet d'ensemble est orienté vers l'Est. Alors que les grès rhétiens furent exploités 1000 m à l'Ouest du clocher d'Auxon, vers l'altitude 250 m, ils se trouvent reportés à 1,5 km au Nord du clocher de Flagy.

Entre le système d'Auxon et celui de Velleminfroy, soit sur presque une dizaine de kilomètres, je n'ai relevé que deux failles subméridiennes

et un léger bombement anticlinal. C'est une vaste zone abaissée par rapport à l'ensemble, la zone d'affaissement maximum se place sur une ligne subméridienne passant environ 250 m à l'Ouest de Chateney et de Chatenois. Tandis que la feuille *Lure* figure dans cette région un bord normal de synclinal sans accident, il y existe des failles importantes, formant le flanc occidental du système de Velleminfroy.

Le SYSTÈME DE VELLEMINFROY recoupe un anticlinal à noyau keupérien en une sorte de horst dissymétrique. Le flanc ouest est découpé par des failles directes entre lesquelles le pendage accuse jusqu'à 30°. Les sources minérales de Courseney et de Velleminfroy sont placées sur des failles subméridiennes. Le rejet maximum observé sur l'une des failles est d'une cinquantaine de mètres. Mais le rejet total dépasse une centaine de mètres sur une distance transversale Ouest-Est de 800 m. Il en résulte que sur le même méridien, la limite supérieure du calcaire à Gryphées se trouve reportée de 5 km vers le Sud.

Le flanc est du système de Velleminfroy accuse une structure tranquille. A Pomoy, une faille transversale Nord-Nord-Ouest-Sud-Sud-Est, à regard Ouest et de faible rejet, reporte la base du calcaire à Gryphées vers le Sud-Est.

Le SYSTÈME DE MOLLANS groupe une demi-douzaine de failles de direction Sud-Sud-Ouest-Nord-Nord-Est, à faible rejet, affectant le calcaire à Gryphées, les grès rhétiens et le Keuper sous-jacent. L'ensemble des compartiments dessine un synclinal.

Un axe anticlinal passe à mi-chemin entre Mollans et Vy-les-Lure. La dépression synclinale de Vy-les-Lure est recoupée par la faille suivant la vallée de l'Oignon en direction de Villersexel, faille à regard Ouest qui reporte la dépression liasique à une dizaine de kilomètres au Sud.

En conclusion, la dépression liasique s'étendant sur une trentaine de kilomètres entre les vallées de la Saône et de l'Oignon est découpée par des failles subméridiennes qui étaient ignorées jusqu'ici et dont plus d'une vingtaine ont pu être identifiées sur le terrain.

(*) Séance du 15 avril 1957.

GÉOLOGIE. — *Remarques tectoniques sur la bordure occidentale du bassin de Decazeville*. Note de MM. **JEAN THIÉBAUT** et **PIERRE VETTER**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Sur la deuxième édition de la feuille de Figeac de la Carte géologique de France, les micaschistes forment la plus grande partie de la bordure

occidentale du bassin de Decazeville, à l'exclusion du petit massif granitique, qui s'étend de Viviez à Aubin. Un certain nombre d'observations nouvelles nous conduisent à modifier sensiblement cette interprétation.

1. *Le massif granitique de Viviez*, assez homogène dans sa partie méridionale entre le Crouzet, dans la vallée du Banel, et Aubin, est constitué, plus au Nord, par une succession de grands feuillets de granite, de direction sensiblement Nord-Sud, concordants avec les micaschistes. Tout cet ensemble a subi des phénomènes dynamiques dont l'intensité va décroissant d'Est en Ouest : le granite présente tous les degrés de broyage, jusqu'au stade de la mylonite inclusivement, l'examen micrographique ne révélant aucune trace de recristallisation dans les échantillons; les micaschistes sont déformés, laminés, écrasés. Parfois, subsistent encore des micaschistes modifiés par effet d'auréole au contact des granites. Contrairement à une opinion antérieure [1], nous n'avons relevé aucune trace de tectonique tangentielle dans cette région.

2. *Cette disposition se poursuit plus au Nord*, jusqu'aux abords immédiats du hameau du Feydel (au Sud de Montmurat), au-delà duquel le socle cristallophyllien disparaît sous les formations oligocènes. Le granite écrasé est bien visible, en particulier, aux points suivants :

— Dans la bande de terrain comprise entre la route de Viviez à Boisse-Penchot, la vallée du Riou Mort et celle du Lot;

— Sur les deux rives du Lot, immédiatement à l'Ouest de Four-Haut, suivant une coupe antérieurement décrite [2], [3];

— A l'Est et au Sud du Feydel.

3. *Au Sud du massif de Viviez*, près de Valzergues, une bande de granite écrasé a déjà été cartographiée.

Ainsi la bordure occidentale du bassin de Decazeville est-elle constituée par une bande de roches granitiques écrasées avec de nombreux septa micaschisteux, eux-mêmes fortement laminés, dont la largeur totale n'excède pas 1200 m. Il est logique de rattacher cette zone broyée au granite mylonitique de Saint-Julien-de-Toursac, qui forme, au Nord de la dépression tertiaire de Maurs, une étroite bande allongée en direction Nord-Nord-Est-Sud-Sud-Ouest. *La bordure Ouest du bassin de Decazeville serait ainsi directement dans le prolongement de l'accident tectonique du « Grand Sillon houiller »*. Ce résultat justifie le tracé de A. Demay [4] sur une carte géologique, où cet auteur figure une faille à l'Ouest des sédiments carbonifères de la région étudiée.

La présence d'une brèche, dont les éléments sont essentiellement constitués par des fragments anguleux de mylonite granitique, et qui est bien visible au contact du massif de Viviez et du Houiller, lui-même redressé à la verticale, laisse supposer que cet accident a rejoué après le Stéphanien.

(1) E. RAGUIN, *Bull. Soc. géol. Fr.*, 4e série, 28, 1928, p. 189-225.
(2) J. LETOURNEUR, *Bull. Serv. Carte géol. Fr.*, 51, n° 238, 1953, p. 236.
(3) J. THIÉBAUT et P. VETTER, *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 91, 1956, p. 345-362.
(4) *Mém. Serv. Carte géol. Fr.*, 1948, p. 246.

GÉOLOGIE. — *Nouvelle stratigraphie des séries paléozoïques de la région de Kayes (Soudan français).* Note de MM. **RENÉ DARS**, **JEAN SOUGY** et **FERNAND TESSIER**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Le Paléozoïque de la région de Kayes, discordant sur le Précambrien, se divise en trois séries séparées par deux discordances. Certains restes organisés, la continuité des faciès et leur analogie avec ceux de régions voisines permettent d'attribuer, à titre d'hypothèse : la série I, de Koniakari, à Stromatolithes, à l'Infracambrien; la série II, de Médine, à Tigillites, au Cambrien; la série III, du Félou à l'Ordovicien.

La dernière mise au point sur la géologie de la région de Kayes est l'œuvre de L. Baud. Cet auteur, après une Note préliminaire (1), a cartographié, au-dessus d'un socle ancien métamorphique, une couverture sédimentaire comprenant essentiellement (2) :

PALÉOZOÏQUE	*Ordovicien* possible	O ?......	Grès (100 à 300 m)
	Cambrien possible (50 à 80 m)	C^2 ?.....	Schistes et jaspes
		C^1 ?.....	Dolomies surmontant un conglomérat argilo-calcareux
SÉRIES INTERMÉDIAIRES : *Série de la Falémé* F...........			Grès quartzitiques surmontant des schistes peu visibles ou absents

Nous proposons un remaniement de cette échelle stratigraphique à la suite d'observations faites en commun et aussi d'études détaillées accomplies sur des secteurs voisins (3) ou comparables (4). Nous distinguons, de haut en bas, trois séries régionales séparées entre elles par des discordances :

III. *Série du Félou;* à sa base : discordance 3;
II. *Série de Médine;* à sa base : discordance 2;
I. *Série de Koniakari;* à sa base : discordance 1.

Socle métamorphique et granitisé.

LES SÉRIES. — *Série III ou série du Félou.* — Le passage de cette série détermine les rapides du Félou que le Sénégal franchit au Sud-Est de Kayes. Là, son épaisseur conservée est d'environ 30 m; en amont elle atteint 80 m vers Diamou.

Elle est formée de grès azoïques à *large stratification entrecroisée*, souvent blancs, saccharoïdes. Elle débute par un conglomérat atteignant au Sud de Médine une vingtaine de mètres.

Série II ou série de Médine. — Cette série forme les hauteurs au Sud de Kayes et affleure jusqu'à Médine. Essentiellement détritique, elle comporte de haut en bas :

— des schistes et pélites micacés;

— des psammites alternant avec des bancs de grès;

— des grès lités en *bancs assez réguliers*, à glauconie s'altérant souvent en taches ferrugineuses. Les passées à stratification entrecroisée, locales, ne dépassent guère 1 m de puissance;

— des grès à *Tigillites* (dont la position exacte n'a pu être précisée, mais qui sont vers la base de la série);

— des grès grossiers conglomératiques, parfois à glauconie;

— un conglomérat de base, remaniant les différents termes de séries plus anciennes.

Cette série est bien caractérisée par ses *Tigillites*, la présence fréquente de *glauconie* et *la régularité de la stratification*, ce qui suggère une origine marine.

Nous ne connaissons pas ses termes ultimes, car elle a été ravinée par une érosion antérieure à la série III. Sa puissance connue est de l'ordre de 400 m. Les grès deviennent quartzitiques et s'enrichissent en filonnets de quartz au voisinage des failles.

Série I ou série de Koniakari. — La coupe de la butte de Koniakari, à 60 km à l'Est de Kayes, bien que partielle, est la plus représentative de cette série qui comprend de haut en bas :

— des schistes épais à bancs de microgrès et des phtanites;

— des jaspes (20 m environ);

— des dolomies et des calcaires dolomitiques à *Collenia* (Kanamakounou) et à *Conophyton* (Dinguira);

— le conglomérat argilo-calcareux décrit par L. Baud [5] et généralement considéré comme une tillite (60 m à Koniakari);

— un banc de grès (3 m à Koniakari);

— des schistes micacés verdâtres, connus seulement à Koniakari et semblant concordants sous la tillite et le grès.

Ses principales caractéristiques sont la constance remarquable de la *succession : « tillite », dolomie, jaspes, schistes*, ainsi que la présence de *Stromatolithes*.

Les contacts. — *Discordance* 1. — Le contact de la série I sur le socle n'a pas été observé, mais comme les superpositions II-I et III-II l'ont été, il paraît difficile de ne pas placer cette série à la base, comme le suggère également la morphologie de la région au Sud de Kayes.

Le socle, métamorphisé et granitisé, est ici plissé isoclinalement et subverticalement suivant une direction Nord-Nord-Est constante, tandis que la couverture sédimentaire est affectée de pendages de direction sensi-

blement Est-Ouest ne dépassant pas 20°. La discordance angulaire 1 est certaine.

Discordance 2. — Le contact entre I et II est bien visible dans le lit de la Falao, au Nord-Ouest de Kanamakounou. Sur 1 km on peut voir des grès à glauconie de la série II reposer, soit directement sur le calcaire dolomitique dont il a pénétré les anciennes fissures, soit par l'intermédiaire d'un conglomérat à galets divers, mais principalement de calcaire dolomitique. En allant vers l'Ouest, le conglomérat est bréchique et essentiellement constitué par des fragments des jaspes qui surmontent normalement le calcaire. La série II peut déborder la série I, et, à l'Est de Koumaréfara, elle repose directement sur le socle : la discordance 2 est au moins une discordance « cartographique ».

Discordance 3. — La série II est rubéfiée au sommet sur une forte épaisseur et se termine par une surface d'érosion supportant un conglomérat. Dans les galets, on retrouve des grès et des schistes de la série II Le contact est bien visible entre Médine et les rapides du Félou. La discordance y est faiblement angulaire.

Conclusions. — 1° Il apparaît nécessaire de scinder nettement les grès O ? de L. Baud surmontant bien l'ensemble C^1 ? - C^2 ?, comme cet auteur l'avait observé, et de les répartir entre les séries II et III.

2° La série I est l'équivalent de la succession C^1 ?-C^2 ? de L. Baud.

3° Par contre, ses grès de la « Série de la Falémé » ne sont pas autre chose que ceux de la série II.

4° Il ne subsiste ainsi, pour représenter dans cette région la « Série de la Falémé », que les quelques mètres de schistes visibles à Koniakari sous le conglomérat argilo-calcareux. Nous les avons rattachés à la série I, à cause de la concordance apparente. Il nous est difficile pour l'instant d'en faire le sommet d'une série différente, mais cette possibilité n'est pas exclue.

5° Des analogies frappantes peuvent être notées, à l'échelle de l'Afrique occidentale française, d'une part entre la série III (Félou) et celles de Koulouba (3) et de Garat el Hamoueïd (3), d'autre part entre la série II (Médine) et celles de Sotuba (3) et de l'Oumat el Ham (4).

Cette dernière a livré une faune du Cambrien, si bien qu'on peut proposer, comme extrêmement probables, les attributions d'âge suivantes :

La série III, à l'Ordovicien; la série II, au Cambrien; la série I à l'Infracambrien.

(1) *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, 1933, p. 214-216.
(2) *Notice explicative feuille Kayes-Ouest* 1/500 000e, Dakar, 1950.
(3) R. Dars, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1957 (sous presse).
(4) J. Sougy, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1956, p. 99-113.
(5) *Comptes rendus*, 197, 1933, p. 172.

(*Direction générale des Mines et de la géologie de l'A. O. F.*)

PSYCHOPHYSIOLOGIE. — *Facteurs externes contrôlant le rythme des périodes de chant chez* Ephippiger ephippiger *Fiebig mâle (Orthoptère-Tettigonoidea)*, Note (*) de MM. **Bernard Dumortier, Sylvain Brieu** et **François Pasquinelly**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Ephippiger ephippiger présente un rythme d'activité sonore de 24 h. Ce rythme paraît induit par le cycle nycthéméral d'éclairement, la température n'intervenant que comme facteur limitant. A l'obscurité, les périodes de chant s'allongent et le rythme disparaît. Le chant est fortement inhibé par un éclairement continu. Le stimulus lumineux semble agir par les nerfs optiques et non par un sens dermatopique.

Ephippiger ephippiger présente, de même que les autres espèces du genre, une répartition bien déterminée de sa période de chant au cours de la journée. Dans la nature, cet Insecte commence à striduler au début de la matinée, pour s'arrêter vers 14 h (13 h à l'heure solaire).

Deux facteurs de l'environnement semblent intervenir dans le déterminisme extrinsèque de cette rythmicité, ce sont la température et le cycle nycthéméral d'éclairement.

Afin de rechercher les variations du phénomène et leur origine, il a été réalisé pendant quatre mois un comptage automatique et ininterrompu des stridulations, grâce à un enregistreur-totalisateur graphique.

1. Role de la température. — Sur des insectes soumis, au laboratoire, à l'éclairement naturel (température constante, égale à 25 ± 1° C), la période de chant se répartit entre 0 et 14 h avec une grande constance d'un jour, à l'autre (*fig.* 1). La durée moyenne de la période de chant étant de 14 h 18, avec un écart-type de 70 mn. L'énergie totale reçue dans ces conditions par les insectes, jusqu'à 14 h, mesurée avec une pile thermoélectrique, représente environ 5 cal/cm^2.

Le chant qui, dans la nature, ne se manifeste que vers 8 h du matin, existe donc potentiellement bien avant ce moment, son heure d'apparition étant retardée par la nécessité d'une température suffisante qui ne se trouve réalisée qu'à partir du début de matinée.

2. Role de l'éclairement. — Les expériences ont porté sur des lots de plusieurs insectes, maintenus à température constante (25 ± 1° C).

a. Obscurité continue. — Sur des insectes soumis à l'obscurité totale pendant plusieurs semaines, on constate (*fig.* 2) :

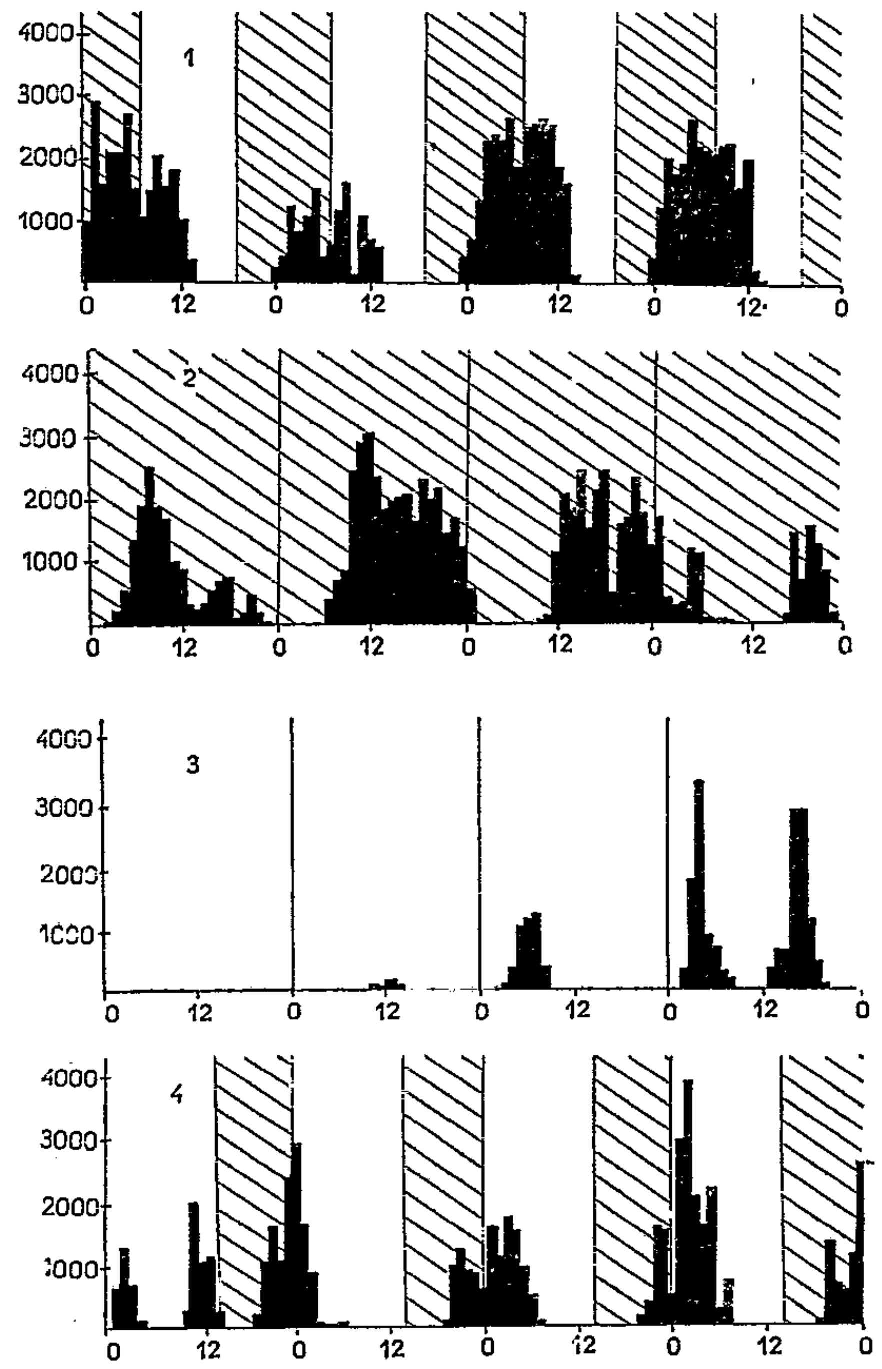
— la disparition du rythme de 24 h;

— un allongement parfois considérable des périodes de chant (certaines ayant dépassé 50 h); et concurremment un raccourcissement des périodes de silence;

— un maintien des stridulations en périodes, et non une répartition

uniforme dans le temps, ceci pouvant provenir en partie des phono-réponses entre les insectes en expérience;

— malgré l'allongement de la période de chant, une certaine diminution de la quantité moyenne de stridulations émises par 24 h, qui, ramenées à deux insectes, passe de 25 000 (éclairement naturel) à 20 000.



Activité sonore d'Ephippiger ephippiger. — En abscisse, les heures; en ordonnée, le nombre de stridulations par heure (valeurs ramenées à deux insectes). Les périodes sombres, naturelles ou artificielles, sont hachurées.

1. Cycle nycthéméral naturel (mois de septembre). 2. Obscurité continue. 3. Éclairement continu. Quatre exemples-types d'activité sonore, extraits d'une expérience ayant duré trois semaines. 4. Éclairement cyclique artificiel inversé. Quatre premiers jours d'expérience sur les insectes préalablement rendus arythmiques par séjour prolongé à l'obscurité. On voit que le nouveau rythme est induit dès le second jour.

b. Éclairement continu (*fig.* 3). — Cet éclairement est obtenu avec des tubes fluorescents alimentés sur triphasé de façon à supprimer l'effet de papillotement. La répartition spectrale d'énergie de la lumière produite se rapproche assez de celle de la lumière du jour. Le flux énergétique est de 18 cal/cm² par 24 h.

On note alors : une diminution considérable du chant, allant jusqu'à

une suppression complète pendant plusieurs jours (de 2 à 10 jours selon les expériences); la disparition totale du rythme primitif lors des reprises de chant; les périodes de chant sont alors courtes, et de durée très variables (de 1 à 10 h), fragmentées et apparemment réparties au hasard.

c. Section des nerfs optiques. — Les insectes ayant subi cette opération, et laissés dans les conditions naturelles d'éclairement, manifestent une activité sonore tout à fait comparable à celle des animaux soumis à l'obscurité.

d. Éclairement cyclique inversé. — En utilisant la même source que pour l'éclairement continu, et en réalisant automatiquement des périodes claires de 14 h (de 0 à 14 h), et des périodes sombres de 10 h (de 14 à 0 h), avec passage progressif de l'une à l'autre, les insectes devenus arythmiques par un séjour prolongé à l'obscurité, réacquièrent un rythme d'activité sonore très net, qui suit l'alternance expérimentale lumière-obscurité, inversée par rapport au rythme nycthéméral naturel (*fig.* 4). Au moment de l'arrêt de la période de chant, les insectes ont reçu une énergie totale d'environ 5 cal/cm^2.

e. Insectes empêchés de chanter. — Des insectes ayant les élytres immobilisés par du mastic, mais maintenus à l'éclairement naturel toute la matinée, ne chantent pas lorsqu'on enlève le mastic à l'heure qui correspond à la fin de période de chant (14 h).

Par contre, si ces insectes sont gardés à l'obscurité pendant le même temps, le chant se déclenche et se prolonge jusqu'au soir, si l'empêchement mécanique est supprimé à 14 h comme précédemment.

CONCLUSION. — Il semble possible d'interpréter ces résultats avec l'hypothèse suivante : il se formerait sous l'action de la lumière — stimulus transmis à un centre plus profond par les nerfs optiques — une substance capable d'inhiber la motricité des élytres, et donc de supprimer le chant, ainsi que l'activité générale. Cette action ne se manifesterait qu'au moment où serait atteint un taux de substance suffisant. Ceci, survenant dans la nature à 14 h, soit après 7 h d'illumination environ. Pendant le reste de la journée, l'éclairement se poursuivant, l'état d'inhibition se maintiendrait, empêchant de ce fait la reprise des stridulations. A l'obscurité, il y aurait disparition progressive de la substance, qui atteindrait vers minuit un taux assez bas pour que soit levée l'inhibition. Si les conditions de température (facteur limitant) le permettent, le chant peut reprendre dès cette heure.

La quantité d'énergie lumineuse nécessaire pour la réalisation de ces processus est bien inférieure à celle reçue par les insectes dans la nature. Au mois de septembre, la quantité d'énergie totale reçue par centimètre carré jusqu'à 14 h est d'environ 250 cal. Pendant le même temps, au labo-

ratoire, les insectes reçoivent 5 cal (50 fois moins) sans modification de comportement.

Il convient de remarquer enfin qu'on peut tout aussi bien invoquer une hypothèse inverse, où une substance facilitatrice serait détruite à la lumière, et reformée à l'obscurité.

(*) Séance du 15 avril 1957.

(*Laboratoire de Physiologie acoustique, Institut national de la Recherche Agronomique, Jouy-en-Josas, Seine-et-Oise.*)

ENTOMOLOGIE. — *Cycle évolutif des larves de* Troglodromus bucheti gaveti (*S. C. D.*), Bathysciella jeanneli (*Ab.*) *et* Diaprysus serullazi (*P.*). Note de Mme **Sylvie Deleurance**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Nos recherches sur la biologie des *Bathysciinæ* (Coléoptères cavernicoles) nous permettent aujourd'hui de présenter le cycle évolutif larvaire des genres *Troglodromus bucheti gaveti* (S. C. D.), *Bathysciella jeanneli* (Ab.), *Diaprysus serullazi* (P.).

1. *Troglodromus bucheti gaveti* (S. C. D.). — Sa biologie larvaire le classe dans le groupe *Speonomus longicornis* (S.) : activité [1] faible, vie libre relativement courte. Quelques jours (30 au maximum) après son éclosion, cette larve construit une logette sphérique où elle reste au repos. Nous constatons qu'elle ne s'alimente ni pendant sa vie libre, ni pendant son séjour en logette. La nymphose a lieu au bout de 80 à 130 jours. On n'observe aucune mue durant toute la vie larvaire : l'unique mue est la mue nymphale qui s'effectue dans la logette où l'on retrouve l'exuvie.

La durée de la vie nymphale est de l'ordre de 3 mois. La biologie de *Troglodromus bucheti gaveti* (S. C. D.) est remarquable par son analogie avec celle de *Speonomus longicornis* (S.) : absence d'alimentation, mue unique (mue nymphale), brièveté de la vie libre.

Cependant, le stade larvaire semble beaucoup plus court que celui de *Speonomus longicornis* (S.) dont la larve ne se nymphose qu'au bout de 5 à 10 mois. Signalons que la larve de *Troglodromus bucheti gaveti* (S. C. D.) qui présente une biologie si semblable à celle de *Speonomus longicornis* (S.), en diffère beaucoup par sa morphologie externe, qui, au contraire, la rapproche étroitement des larves du groupe *Speonomus delarouzeei* (F.). Seul son aspect trapu est typiquement celui des larves de *Speonomus longicornis* (S.); cet aspect paraît d'ailleurs caractériser toutes les larves qui suivent l'évolution de cette espèce.

2. *Bathysciella jeanneli* (Ab.). — La jeune larve, très agile, s'alimente abondamment; sa période de croissance dure un mois environ. La larve cesse ensuite de manger et construit une logette ([2]) dans laquelle, 15 à 20 jours après, elle subit une mue. Puis elle quitte sa logette et mène une vie libre sans prendre de nourriture pendant 1 mois environ. Enfin, elle bâtit une dernière logette (logette de nymphose) où elle effectue sa métamorphose. D'après nos observations, la vie larvaire durerait de 4 à 5 mois. Ce cycle évolutif est très proche de celui de *Speonomus delarouzeei*, avec cette seule différence qu'après la mue la larve ne mange plus.

3. *Diaprysus serullazi* (P.). — La larve nouveau-née se déplace peu et refuse toute nourriture. Bientôt, elle construit une logette sphérique où elle demeure cloîtrée 20 jours environ et subit une mue. Puis, la larve abandonne sa logette ([3]). Au stade 2, elle mène à nouveau une vie libre. Elle reste peu active et ne s'alimente toujours pas. Au terme de cette existence errante, elle construit une logette semblable à la première par sa forme et son volume, où elle s'enferme. Nous pensons que vers la fin de cette deuxième période de claustration, qui dure plus de 2 mois, a lieu la nymphose.

Ce développement est du type *longicornis*, mais il en diffère par la présence d'une mue et d'une phase de claustration plus réduite, caractères qui le rapprochent du type *delarouzeei*.

Conclusions. — Les observations précédentes sur la biologie larvaire, inconnue jusqu'ici, de trois genres de *Bathysciinæ* (division 1) confirment l'existence des deux types *fondamentaux* de développement exposés antérieurement ([4]). La présence de types intermédiaires comme *Diaprysus serullazi* (P.) est à souligner : il nous aidera sans doute à comprendre l'évolution du groupe. Par contre, on notera [*Troglodromus bucheti gaveti* (S. C. D.)] que la relation entre les types morphologique et biologique n'a pas un caractère absolu. Au point de vue éthologique, nous signalerons les *logettes de mue*, qui ne semblent pas exister chez les Coléoptères en dehors des cavernicoles.

([1]) S. GLAÇON, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 679.
([2]) *Logette de mue.*
([3]) Certains sujets ne construisent pas de logette de mue.
([4]) S. GLAÇON, déjà cité.

BIOLOGIE. — *Des mutations somatiques dirigées sont-elles possibles chez les Oiseaux?* Note de MM. **Jacques Benoit**, **Pierre Leroy**, Mme **Colette Vendrely** et M. **Roger Vendrely**, présentée par M. Robert Courrier.

L'injection de DNA hautement polymérisé provenant de Canard Khaki Campbell a permis d'obtenir chez le Canard Pékin, au cours de sa croissance post-natale, des modifications du bec, du plumage, de la taille, du poids, de la forme de la tête et du corps, de la démarche et du maintien.

Les mutations dirigées obtenues chez les Bactéries (Griffith, Avery, Boivin, Ephrussi-Taylor, Hotchkiss) démontrent péremptoirement l'importance des acides désoxyribonucléiques (DNA) dans la constitution des gènes et la possibilité de modifier le patrimoine héréditaire par l'intervention du DNA étranger.

Un tel phénomène est-il réalisable chez les Vertébrés ? Nous avons tenté l'expérience chez les Oiseaux. Les animaux utilisés, donneurs aussi bien que traités, provenaient d'élevages offrant toute garantie de sélection. Rappelons que le Canard Khaki a été obtenu en 1901, par le croisement du Coureur Indien et du Rouen.

9 canes et 3 canards de la race Pékin, éclos le 20 juin 1956, reçurent à partir de l'âge de 8 jours, des injections intrapéritonéales de DNA. Cet acide a été extrait par deux d'entre nous de noyaux isolés de testicules ou de noyaux d'érythrocytes de Canard Khaki. 19 injections furent faites pendant 19 semaines réparties sur 6 mois, aux 9 femelles. Les 3 mâles reçurent seulement, pendant un mois, 5 injections similaires.

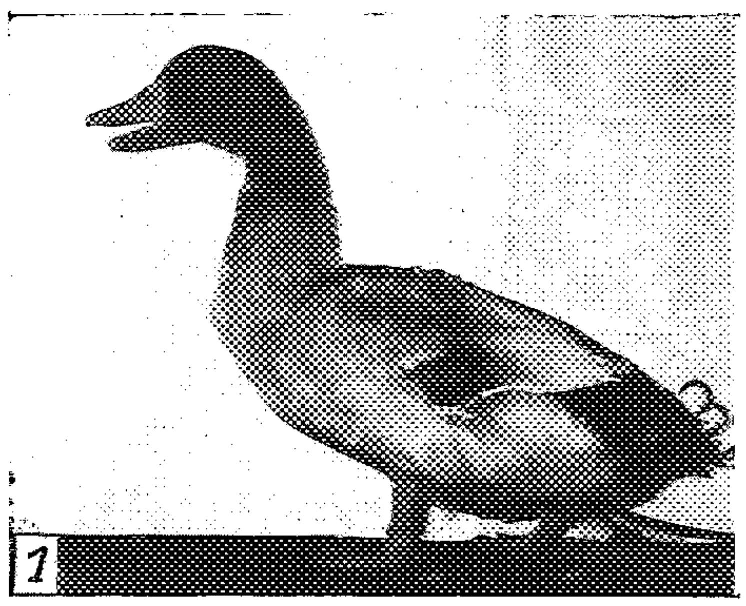
En avril 1957, 8 femelles sur 9 et un seul mâle présentaient des modifications importantes concernant les caractères somatiques suivants :

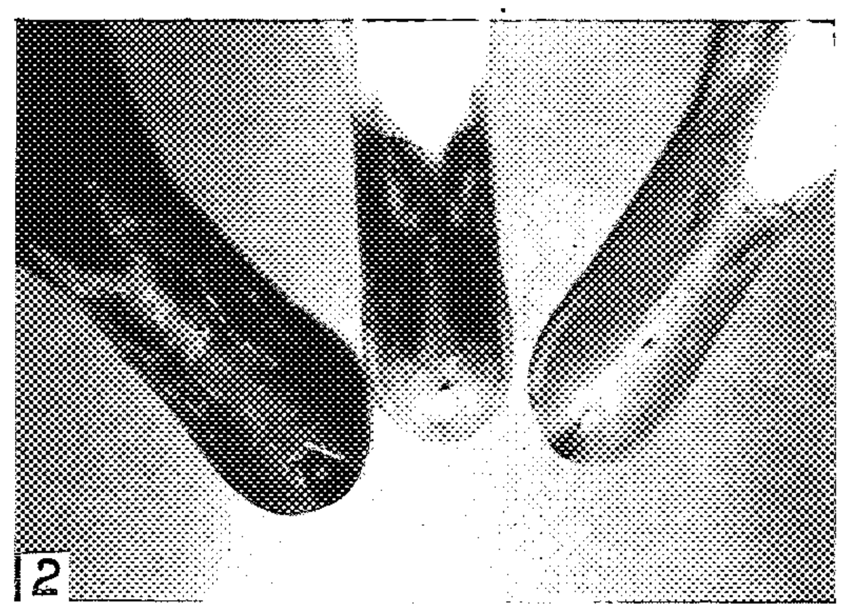
1° Le bec présente des modifications pigmentaires très accentuées chez 5 de nos femelles. Chez le Pékin, la peau qui recouvre le bec est jaune orange; elle est noir-verdâtre chez le Khaki.

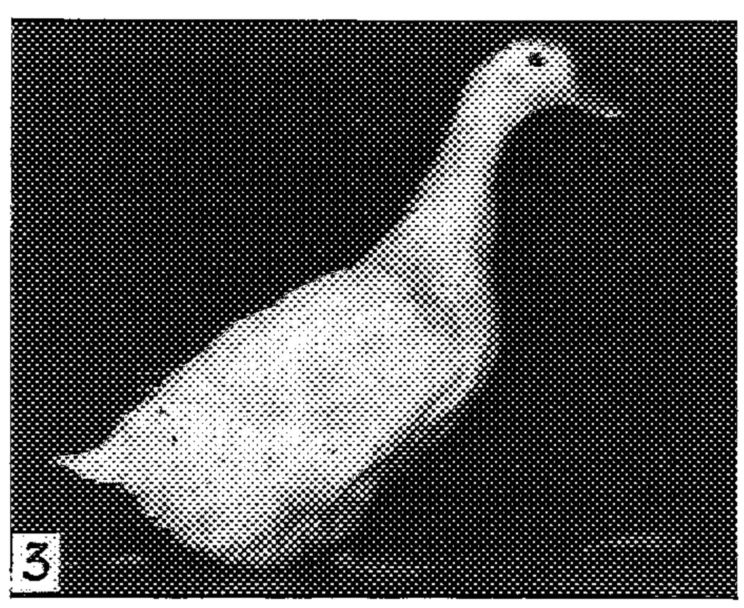
Le bec des sujets injectés présente, sur fond jaune ou rosé, des taches ou des plages colorées assemblées parfois en une selle noire ou noir-violacé qui peut s'étendre jusqu'aux 4/5e du bec (*fig.* 2 *b*).

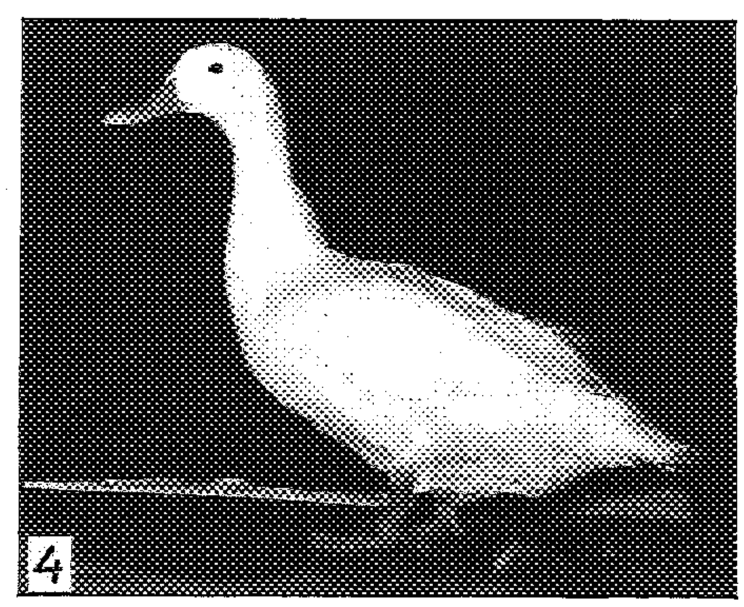
2° La tête courte, large, haute avec des joues saillantes chez le Canard Pékin, se distingue, chez tous les traités, par son front bas, sa forme ovale et fine, sans joues bien marquées (*fig.* 3, 4, 5 et 6).

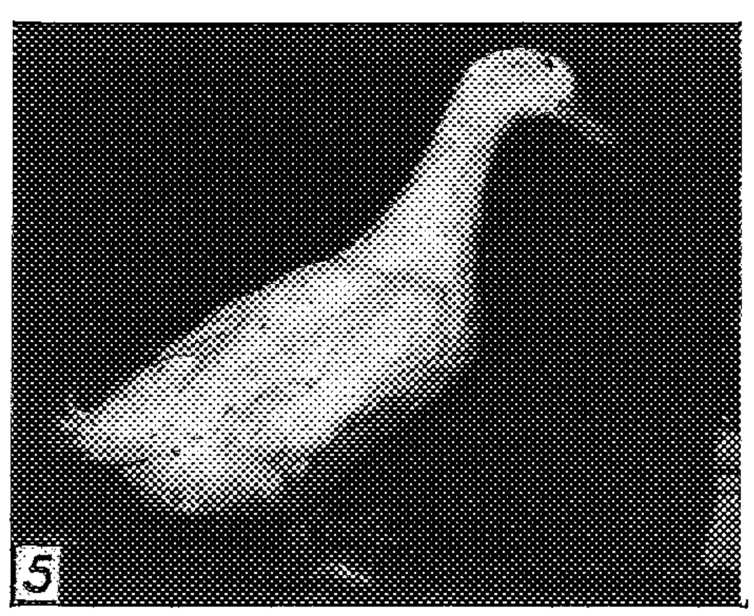
3° Le plumage, d'un blanc soufré chez le Pékin et brun chez le Khaki, est blanc de neige et soyeux chez tous les injectés. Le duvet est moins











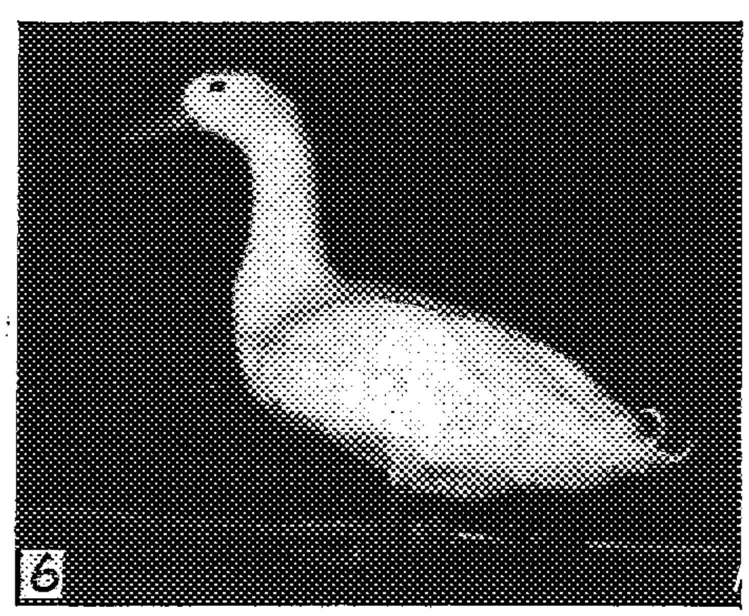


Fig. 1. — Canard Khaki Campbell mâle, donneur.

Fig. 2. — Becs des trois sujets :
a. Khaki mâle témoin; *b*. Pékin ♀ traitée au DNA de Khaki; *c*. Pékin ♀ témoin.

Fig. 3. — Pékin ♀ témoin.

Fig. 4. — Pékin ♀ (n° 25) traitée au DNA de Khaki (19 injections).

Fig. 5. — Pékin ♂ témoin.

Fig. 6. — Pékin ♂ (n° 14) traité au DNA de Khaki (5 injections).

épais que celui du Pékin et ressemble plus, de ce point de vue, à celui du Khaki. Les plumes sont lisses. Le bouquet plumaire situé à l'extrémité proximale de l'humérus, a davantage l'aspect général et la forme de celui du Khaki.

4° La taille est nettement plus petite et plus ramassée chez les sujets traités. Elle se rapproche assez de celle du Khaki (*fig.* 1, 4 et 6). Les sujets injectés pèsent en moyenne 1780 g, alors que le poids des Pékin témoins varie de 2 500 à 3 000 g.

5° Le maintien et la démarche des Canards injectés sont différents de ceux du type originel; les sujets ne redressent ni la tête ni le cou à la manière des Pékin, lorsqu'ils se déplacent (*fig.* 3, 4, 5 et 6).

Ainsi l'introduction de DNA hautement polymérisé d'une race stable (Khaki) dans l'organisme d'un sujet d'une autre race également stable (Pékin) peut entraîner, au cours de la croissance post-natale, des changements somatiques importants. Sans qu'intervienne le germen, les agents différenciateurs de l'ontogenèse ont été modifiés. Le croisement Pékin × Khaki donne, de façon constante, un hybride de type Rouen (= Canard sauvage « Col vert » amélioré). Le DNA Khaki injecté à des Pékin a infléchi le développement somatique vers un phénotype ne ressemblant ni au Pékin, ni au Khaki, ni au Rouen, mais dont certains caractères rappellent ceux du Pékin (couleur de l'œil et de la palmure), du Khaki ou de ses ancêtres (forme générale du corps, taille, pigmentation du bec).

Il semble que les caractères héréditaires structuraux du Canard, y compris la taille et la forme raciales, peuvent subir, même après la naissance, l'influence inductrice d'un DNA d'une autre race, c'est-à-dire subir une mutation somatique dirigée. Tout ceci de façon équilibrée et harmonieuse, sans apparence externe d'aberration anatomique ou physiologique. Les phénotypes nouveaux sont parfaitement constitués, les femelles pondent régulièrement, les mâles ont un comportement sexuel conforme au cycle saisonnier normal.

L'importance et la répercussion possible des faits observés au cours de cette expérience nous ont incités à en communiquer les principaux éléments et à proposer, avec les réserves qui s'imposent, une hypothèse de travail basée sur les potentialités du DNA.

(*Laboratoire d'Histophysiologie du Collège de France, Paris et Centre de Recherches sur les Macromolécules du C. N. R. S., Strasbourg.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence de l'œstradiol sur la décarboxylation de l'acide cystéinesulfinique par le foie du rat adulte ovariectomisé.* Note (*) de M[lles] **Fernande Chatagner** et **Bernadette Bergeret**, présentée par M. Robert Courrier.

Des injections d'œstradiol provoquent une diminution de la vitesse de décarboxylation de l'acide cystéinesulfinique par le foie du rat adulte ovariectomisé.

Nous avions constaté que, dans le foie du rat ovariectomisé, la vitesse de décarboxylation de l'acide cystéinesulfinique est nettement accrue par rapport à la vitesse de décarboxylation de ce même substrat par le foie du rat femelle adulte (1). Nous avons recherché dans quelle mesure les injections d'œstradiol, d'un mélange œstradiol + progestérone, ou de progestérone influencent la vitesse de décarboxylation dans le foie du rat ovariectomisé.

Les animaux utilisés sont de la souche Wistar WAG et proviennent directement du Centre de Sélection des Animaux de Laboratoire du C.N.R.S. (Gif-sur-Yvette). Ils sont âgés de 4 mois au début de l'expérience et pèsent 178 ± 2 g. Ils sont divisés en cinq groupes :

1. Rats femelles normaux (5 animaux); groupe N.
2. Rats ovariectomisés (5 animaux); groupe OV.
3. Rats ovariectomisés (5 animaux) et injectés, 4 semaines après l'ovariectomie, pendant 7 jours chaque jour de 3,2 μg de benzoate d'œstradiol en solution dans 0,4 ml d'huile neutralisée; groupe OV + Oest.
4. Rats ovariectomisés (5 animaux) et injectés, 4 semaines après l'ovariectomie, pendant 7 jours chaque jour de 3,2 μg de benzoate d'œstradiol + 400 μg de progestérone en solution dans 0,4 ml d'huile neutralisée; le rapport Oest./Prog. est donc ici 1/125; groupe OV + (Oest. + Prog.).
5. Rats ovariectomisés (5 animaux) et injectés, 4 semaines après l'ovariectomie, pendant 7 jours chaque jour de 400 μg de progestérone en solution dans 0,4 ml d'huile neutralisée; groupe OV + Prog.

L'étude de la décarboxylation est faite dans les conditions précédemment décrites (1). Les résultats obtenus sont groupés dans le tableau.

1. Poids des animaux avant les injections éventuelles.
2. Poids des animaux après les 7 jours d'injections éventuelles.

Groupe des animaux.	Poids des animaux (g). 1.	2.	Poids du foie (g).	Q_{CO_2}.
N	$194 \pm 3,5$	$200 \pm 4,4$	$6,59 \pm 0,20$	$0,69 \pm 0,14$
OV	$221 \pm 3,9$	$233 \pm 4,5$	$7,88 \pm 0,13$	$2,78 \pm 0,23$
OV + Oest	$219 \pm 5,6$	$204 \pm 3,0$	$6,75 \pm 0,14$	$1,66 \pm 0,37$
OV + (Oest. + Prog.)	$219 \pm 4,8$	$204 \pm 3,6$	$6,61 \pm 0,16$	$1,33 \pm 0,10$
OV + Prog	$227 \pm 7,0$	$231 \pm 8,3$	$6,75 \pm 0,26$	$2,96 \pm 0,32$

On constate ici, comme il avait été établi précédemment [1], qu'il y a une différence significative entre la vitesse de décarboxylation du foie du rat femelle et du rat ovariectomisé; de plus on met en évidence les faits suivants :

1° L'injection d'œstradiol ou du mélange œstradiol + progestérone (Oest./Prog. = 1/125) fait diminuer le poids des animaux qui avait nettement augmenté à la suite de l'ovariectomie, alors que l'injection de progestérone seule n'a aucune action;

2° Il n'y a pas de différence significative entre la vitesse de décarboxylation du foie du rat OV et du rat OV + Prog;

3° Enfin, il y a des différences significatives entre les vitesses de décarboxylation du foie du rat OV et des rats OV + Oest. ($0{,}01 < P < 0{,}05$) ou OV + (Oest. + Prog.) ($P < 0{,}01$).

Il est donc permis de penser que l'œstradiol est responsable de la diminution de la vitesse de décarboxylation dans le foie du rat femelle adulte, ceci par un mécanisme qui reste encore à déterminer, car cette action de l'œstradiol n'est pas nécessairement directe. Il est intéressant de rapprocher ces résultats de ceux obtenus par G. H. Sloane Stanley [2] lors d'une étude de la décarboxylation de l'acide cystéique par le foie du rat femelle normal, du rat ovariectomisé et du rat ovariectomisé traité à l'œstrone pendant 55 jours (17 injections); d'après les chiffres indiqués par cet auteur, la différence observée entre le rat ovariectomisé et le rat ovariectomisé traité à l'œstrone n'était pas significative ($P = 0{,}12$).

(*) Séance du 15 avril 1957.

(1) F. CHATAGNER et B. BERGERET, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 1159.

(2) *Biochem. J.*, 45, 1949, p. 556.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Phosphotransbutyrylase de* Clostridium acetobutylicum. Note (*) de MM. RAYMOND GAVARD, BERNARD HAUTECŒUR et HENRI DESCOURTIEUX, transmise par M. Maurice Lemoigne.

Un nouvel enzyme, la phosphotransbutyrylase, a été découvert dans un extrait enzymatique de *Cl. acetobutylicum.*

E. R. Stadtman et H. A. Barker [1] ont découvert qu'un extrait enzymatique de *Cl. kluyeveri* arsenolysait l'acétylphosphate. L'enzyme responsable, la phosphotranscétylase [2] effectue la réaction :

(1) $$\text{Acétyl } PO_4 + \text{Coenzyme A (CoA)} \rightleftharpoons \text{Acétyl CoA} + PO_4.$$

Elle est spécifique de l'acétylphosphate et du propionylphosphate. Mais elle est inactive sur le butyrylphosphate. La synthèse enzymatique

de ce dernier composé a été étudiée par H. J. Koepsell et M. J. Johnson [3] au moyen d'un extrait de *Clostridium butylicum* et celle-ci, d'après ces auteurs, s'effectuerait par transphosphorylation entre l'acétylphosphate et le butyrate selon une réaction qu'on peut schématiser :

$$\text{Acétyl } PO_4 + \text{Butyrate} \rightleftharpoons \text{Butyryl } PO_4 + \text{Acétate.} \quad (2)$$

Nous avons découvert qu'un extrait enzymatique de *Cl. acetobutylicum* arsenolyse à la fois l'acétylphosphate et le butyrylphosphate. Ce phénomène peut être dû soit à une Phosphotransacétylase nouvelle moins spécifique que celle de *Cl. kluyeveri*, soit à l'action combinée d'une transphorase et de la phosphotransacétylase (réactions 2 + 1), soit enfin à celle d'un nouvel enzyme, la phosphotransbutyrylase effectuant la réaction :

$$\text{Butyryl } PO_4 + \text{Co A} \rightleftharpoons \text{Butyryl CoA} + PO_4. \quad (3)$$

C'est en faveur de cette dernière hypothèse que nous présentons cette première Note.

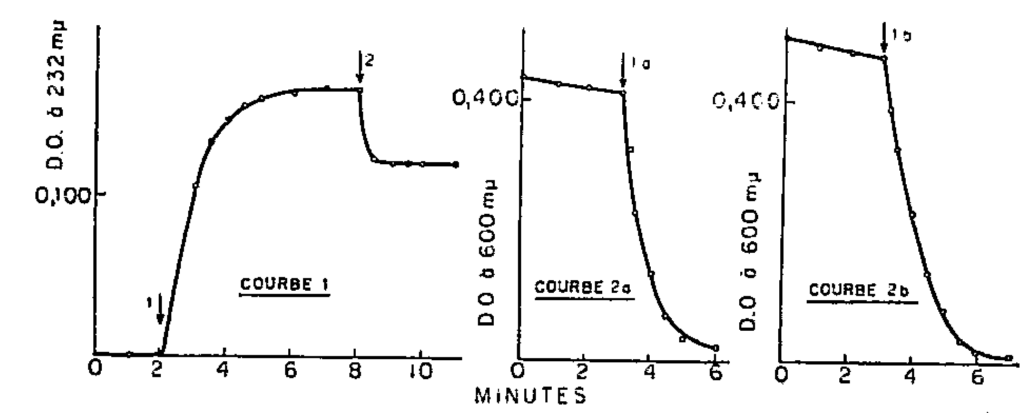
Le dosage de la phosphotransbutyrylase et de la phosphotransacétylase a été effectué selon Stadtman [4]. Une unité de phosphotransbutyrylase étant la quantité de protéines qui arsenolyse 1 μM de butyryl PO_4 en 15 mn à 22°. Les acétyl PO_4 et butyryl PO_4 ont été préparés selon Lipmann [5], le butyryl CoA par action de l'acide thiobutyrique sur le CoA [6] est purifié par chromatographie sur papier Wathmann n° 3 MM, dans le propanol aqueux, R_f 0,62. L'extrait enzymatique brut est obtenu par sonation des bactéries au « Raytheon », 10 kc oscillator.

1. En purifiant la phosphotransbutyrylase, on peut partiellement séparer l'activité sur l'acétyl PO_4 de celle sur le butyryl PO_4. Le tableau I montre la variation du rapport d'activité spécifique au cours des principales étapes de purification (BU = nombre d'unités de phosphotransbutyrylase par milligramme de protéine, AC = nombre d'unités de phosphotranscétylase par milligramme de protéine). La variation du rapport BU/AC exclut l'hypothèse d'un seul enzyme agissant à la fois sur les deux dérivés phosphorylés.

TABLEAU I.

	BU.	AC.	$\frac{BU}{AC}$.
a. Extrait brut	1,6	1,3	1,2
b. Après chauffage et fractionnement au sulfate d'NH_4	3,2	2,8	1,2
c. Après adsorption sur gel de phosphate :			
a. fraction 0-48 au SO_4Am_2	0,8	3,7	0,25
b. fraction 52-85 au SO_4Am_2	10	2	5
d. Après adsorption sur Alc γ. Éluat fraction P_{55} au SO_4Am_2	41	3	13
e. Deuxième adsorption sur Alcγ. Éluat fraction P_{59} au SO_4Am_2	99	3	33

Des purifications jusqu'à BU = 150 unités par milligramme de protéine et des rapports BU/AC = 63 ainsi que la phosphotransacétylase dépourvue d'activité sur le butyryl PO_4 ont été obtenus, mais d'une manière non couramment reproductible.



Courbe I. — La cuve du spectrophotomètre de Beckman renferme : ClNa 300 μM; Cl_2Mg 5 μM; SH_2 50 μM; CoA (Pabst) réduit 0,15 μM; phosphotransbutyrylase 3 unités (60 μg de protéine); pH 6,8; λ = 232 mμ; volume, 3,3 ml; température, 22° C; flèche 1 : 3 μM de butyryl PO_4; flèche 2 : 100 μM de phosphate pH 6,8.

Courbes 2*a* et 2*b*. — Tampon tris hydroxyméthylaminométhane : 100 μM pH 7,2; 2,6 dichlorophénol indophénol 25 μg; butyryl CoA déshydrogénase de *Cl. butyricum* 2,7 mg de protéine; volume, 3 ml; température, 22° C; λ = 600 mμ; courbe *a*, flèche *a* : 0,2 μM BU CoA de synthèse; courbe *b*, flèche *b* : 0,2 μM BU CoA enzymatique.

2. Le sodium qui a été montré [2] être un inhibiteur puissant de la phosphotransacétylase est sans action sur la phosphotransbutyrylase, et ceci jusqu'à des concentrations de 300 μM de ClNa par millilitre de mélange réactionnel.

3. Lorsqu'on met en contact l'enzyme en présence de butyryl PO_4 dans les conditions expérimentales utilisées pour la CoA transphorase [7] et qu'on chromatographie l'acylphosphate dans le propanol aqueux ou son acide hydroxamique dans le butanol aqueux on ne décèle que le butyryl PO_4, R_f 0,44, ou son acide hydroxamique, R_f 0,81, ce qui élimine toute hypothèse d'activité transphorasique.

4. Les thioesters présentant une bande d'adsorption à 232 mμ [8], on peut suivre au spectrophotomètre la formation du butyryl CoA à cette longueur d'onde et la reversion de l'équilibre par le phosphate.

5. Le produit de la réaction (3), le butyryl CoA stable à la chaleur, a été séparé et isolé par chromatographie sur papier, R_f 0,62. Il est déshydrogéné par la butyryl CoA déshydrogénase de *Clostridium butyricum* [9], ce qui finit d'établir son identité : courbe 2 *a* et 2 *b*.

6. D'après la réaction (3), en introduisant dans le mélange réactionnel du ^{32}P, on doit pouvoir marquer le butyryl PO_4. Le tableau II donne le bilan d'un tel échange.

En présence d'enzyme, le butyryl PO_4 est marqué, ce qui prouve en plus de la courbe I que la réaction (3) est une réaction d'équilibre.

TABLEAU II.

Le mélange réactionnel renferme : Enzyme 60 unités de BU (2,1 mg de protéine), 50 unités de CoA; 15 μM de cystéine; tris-hydroxyméthylaminométhane pH 8, 100 μM; butyryl PO_4 et phosphate selon tableau.

^{32}P 146.10^4 c/mn; volume, 1,5 ml; durée, 30 mn; température, 22° C.

Phosphore minéral et butyryl PO_4 séparés selon Lipmann ([10]). Phosphore dosé par C. H. Fiske et Y. Subarow ([11]).

			c/mn total.	c/mn/μM.
Enzyme	P minéral μM	83	1 250 000	15 000
	Butyryl PO_4 μM	15	168 000	12 600
Enzyme bouilli	P minéral μM	86	1 430 000	16 700
	Butyryl PO_4 μM	13,5	13 000	1 000

Nous verrons ultérieurement comment la phosphotransbutyrylase s'intègre dans une chaîne d'enzymes qui, à partir du butyryl CoA, dernier stade de la fermentation butyrique, conduit au butanol, dernier stade de la fermentation butylique.

(*) Séance du 24 avril 1957.

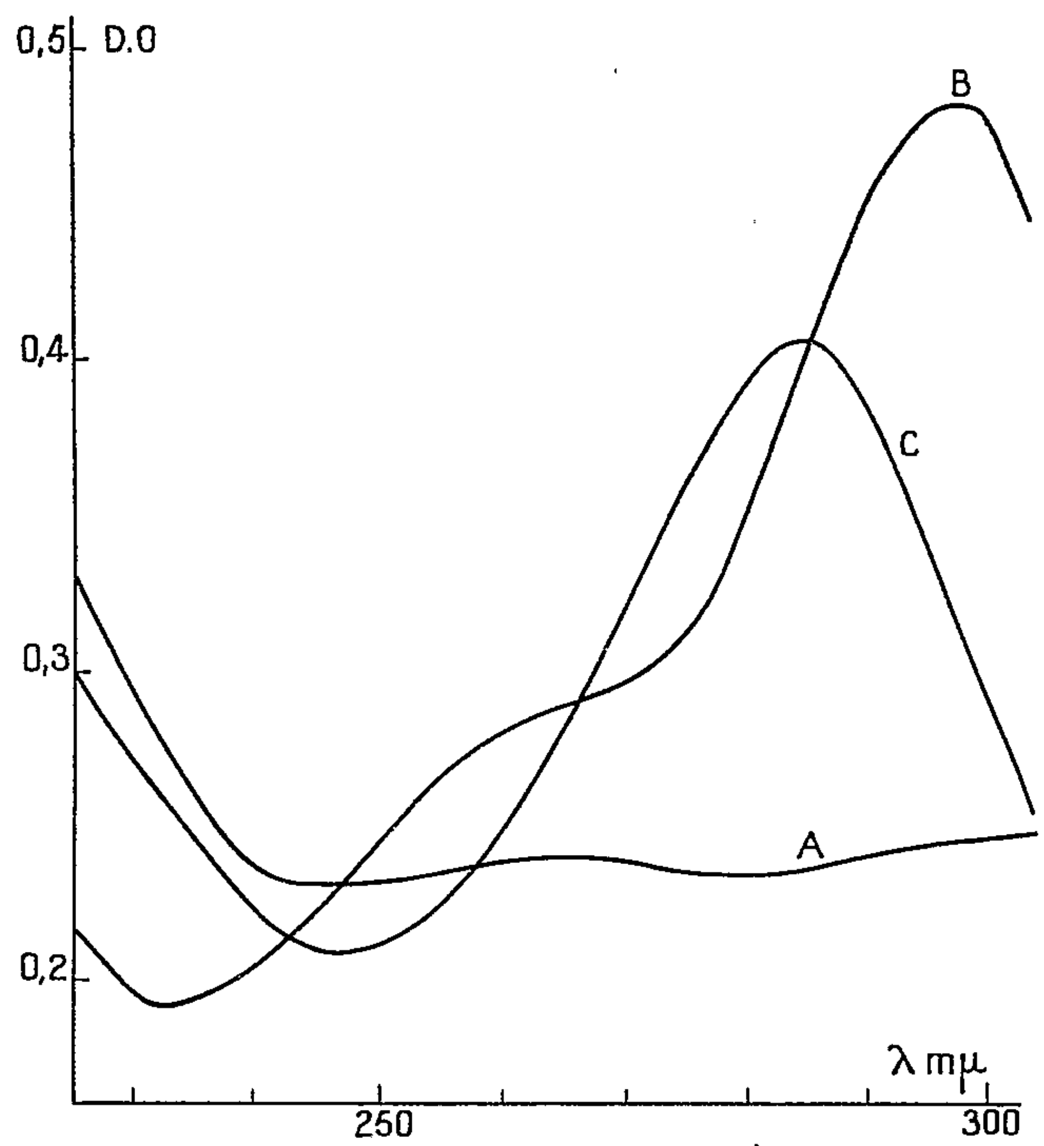
([1]) *J. Biol. chem.*, 184, 1950, p. 769.
([2]) E. R. STADTMAN, *J. Biol. chem.*, 196, 1952, p. 527.
([3]) *J. Biol. chem.*, 154, 1944, p. 535.
([4]) E. R. STADTMAN, G. D. NOVELLI et F. LIPMANN, *J. Biol. chem.*, 191, 1951, p. 365.
([5]) F. LIPMANN et L. C. TUTTLE, *Arch. of Bioch.*, 13, 1947, p. 373.
([6]) I. B. WILSON, *J. Amer. chem. Soc.*, 74, 1952, p. 3205.
([7]) E. R. STADTMAN, *J. Biol. chem.*, 203, 1953, p. 501.
([8]) E. R. STADTMAN, *J. of Cellular and Comparative Physiology*, 41, 1953, p. 89.
([9]) R. GAVARD, non publié.
([10]) F. LIPMANN et L. C. TUTTLE, *J. Biol. chem.*, 153, 1944, p. 571.
([11]) *J. Biol. chem.*, 66, 1925, p. 375.

(*Service des Fermentations, Institut Pasteur, Paris.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Recherches sur le brunissement non enzymatique de milieux glucidiques. Méthode de fractionnement.* Note (*) de M. **LÉON PETIT**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Lors de la formation des mélanoïdines en milieu synthétique, on constate l'apparition d'une forte absorption ultraviolette dont les caractéristiques varient avec la nature du sucre et de l'aminoacide réagissant, d'une part; avec les conditions de la réaction, d'autre part. Lorsqu'on suit en fonction du temps de réaction l'évolution d'un spectre de mélanoïdines obtenues dans des conditions définies, il est manifeste que l'absorption observée est celle d'un mélange dont U. L. Wolfrom et coll. ([1]) ont montré que le furfural — ou le 5-hydroxyméthylfurfural — était l'un des constituants.

Nous avons recherché une méthode d'analyse rendant compte de la complexité de ce mélange et nous avons obtenu des résultats concluants par filtration des mélanoïdines sur un échangeur de cations, en prenant soin d'utiliser un volume de résine important par rapport à la quantité de matériel à fractionner. D'après ces conditions et la nature des substances séparées, nous pensons que l'opération effectuée repose sur le phénomène d'occlusion décrit par Wheaton et Baumann (²).



Dans le cas d'une mélanoïdine obtenue par chauffage de 18 h à 90° C d'un mélange M/1 en glucose et en glycocolle, dilué 2,5 fois après réaction, nous avons filtré 2 ml de solution sur une colonne contenant 80 ml de C 50 D, échangeur de cations (Phillips et Pain). Rinçant ensuite la colonne à l'eau distillée et recueillant l'effluent par volumes de 5 ml, nous avons obtenu le fractionnement suivant :

— Immédiatement après le volume mort de la colonne, passe un mélange de pigments dont le spectre présente un plateau dans la région 280-300 mμ ; le glucose en excès passe dans les mêmes fractions (courbe A).

— Puis un certain nombre de fractions sont caractérisées par un maximum d'absorption à 296 mμ, un épaulement entre 260 et 270 et un minimum aux environs de 230 mμ (courbe B). La concentration de la substance responsable de ce spectre — nous l'appellerons « 296 » — croît très rapidement et diminue ensuite plus lentement.

— Enfin, on voit apparaître dans l'effluent, en quantités croissant puis décroissant très lentement, un corps à maximum d'absorption situé à 284 mμ, dont le comportement est identique à celui du 5 HMF (courbe C).

Lorsque l'effluent n'a plus d'absorption notable dans l'ultraviolet, on procède à l'élution par une solution ammoniacale N/1. L'éluat recueilli, contenant la presque totalité des pigments responsables de la coloration visible de la mélanoïdine, présente un spectre dont seule l'intensité varie en fonction du volume recueilli mais qui, qualitativement, reste invariable : montée continue, avec pente moins accentuée entre 350 et 270 mμ.

Appliquée aux produits de la dégradation thermique du glucose, la même méthode permet de séparer des constituants différenciés entre eux par leur spectre, distincts par ailleurs des produits décelés au cours de la réaction de Maillard qui viennent d'être décrits, mis à part le 5 HMF présent dans les deux cas :

1° Sur un fond spectral important, décroissant rapidement, on voit apparaître dans l'effluent, puis disparaître progressivement un corps dont le spectre est caractérisé par un $\lambda_M = 230$ mμ;

2° Lui succède un spectre à maximum pour $\lambda_M = 281$ mμ;

3° Enfin passe le 5 HMF, distribué dans un volume important, identifié par ses deux maxima, à 283 et 228 mμ.

Dans un extrait aqueux de croûte de pain où ont pu se produire soit des réactions de Maillard entre sucres et aminoacides divers, soit une caramélisation des seuls glucides, on a pu caractériser les composants suivants :

— Un corps dont le spectre présente un maximum à 287 mμ, d'ailleurs mal séparé jusqu'alors d'un fond spectral comprenant probablement un autre constituant pour lequel $\lambda_M = 272$ mμ.

— Un corps dont $\lambda_M = 283$ mμ, et dont le spectre et la position dans l'effluent correspondent à ceux du 5 HMF.

— Enfin, une substance ayant un maximum d'absorption à 253 mμ.

Par occlusion, on peut donc séparer divers intermédiaires des réactions de brunissement de différents types. Parmi ceux signalés ici, il est vraisemblable que « 296 » est identique au composé « 5 » décelé par R. O. Chichester, F. H. Stadtman et G. Mackinney [3] sur des chromatogrammes de mélanoïdines obtenues à partir de glucose et de glycocolle marqués. La présente technique offre un moyen simple d'isolement et de caractérisation de ce constituant; elle devrait faciliter l'étude plus approfondie de ses propriétés et de son rôle dans la réaction de Maillard.

(*) Séance du 24 avril 1957.

[1] U. L. Wolfrom, R. D. Schuetz et Liebe F. Cavalieri, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 514.

([2]) WHEATON-BAUMANN, *Chem. Eng. Progr.*, 1954, p. 45.

([3]) R. O. CHICHESTER, F. H. STADTMAN et G. MACKINNEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 3418.

VIROLOGIE. — *Analyse de l'action inhibitrice du glyoxal sur la multiplication du virus de la grippe.* Note (*) de MM. **J. ANDRÉ THOMAS** et **CLAUDE HANNOUN**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Nous avons décrit dans une Note précédente l'activité virulicide du glyoxal : cette activité virulicide à l'égard du virus de la grippe est déjà intense à la concentration de 5 μg/ml ([1]). Nous avons recherché si le glyoxal avait une action inhibitrice sur la multiplication du virus de la grippe en culture sur embryon de Poulet. Le glyoxal peut être injecté sans dommage dans l'allantoïde de l'embryon de Poulet, à des doses dépassant le milligramme.

Technique. — L'inoculation des œufs de Poule, au 11e jour d'incubation est pratiquée dans l'allantoïde avec 0,1 ml d'une dilution de virus grippal A souche PR 8, correspondant à 100 doses infectantes. Le glyoxal en solution aqueuse non bisulfitique, seulement dilué à froid par l'eau distillée stérile est injecté par la même voie, 15 mn plus tard. Chaque série d'expérience comprend en général dix œufs témoins, uniquement inoculés, et des lots de dix œufs inoculés et traités. L'incubation est poursuivie pendant 27 h environ à 35° C; les œufs sont refroidis à + 4° C pendant une nuit pour éviter les hémorragies, puis les liquides allantoïdiens de tous les embryons vivants de chaque lot sont prélevés : on titre alors leur pouvoir hémagglutinant et on calcule le nombre de doses hémagglutinantes produites par embryon dans chaque lot : le nombre de doses est exprimé en pourcentage par rapport à celui du lot témoin (100 %). L'analyse statistique montre que les différences de plus de 6 % par rapport aux témoins sont significatives ([2]).

Résultats. — Le tableau I montre l'effet du glyoxal selon les doses : l'inhibition est constante et totale à la dose de 500 μg par œuf, elle est supérieure à 90 % à 250 μg, elle est de l'ordre de 50 % pour 100 μg environ. Par contre, l'inhibition due à la formaldéhyde dans les mêmes conditions, est inférieure à 50 %, à la dose de 250 μg. Si les préparations de glyoxal ont été chauffées à l'autoclave en ampoule scellée ou même si elles ont été filtrées sur disques Seitz, leur activité est moins grande.

Nous avons analysé, d'autre part, l'influence du délai écoulé entre l'inoculation du virus et l'injection du glyoxal. Les embryons reçoivent une injection de 500 μg de glyoxal, à divers intervalles de temps après l'inoculation du virus, puis le protocole expérimental précédemment décrit est appliqué (tableau II).

TABLEAU I.

Glyoxal.				Formaldéhyde.		
Œufs par expérience.	Embryons morts.	Virus (témoin 100%) (%).	Dose (μg).	Œufs par expérience.	Embryons morts.	Virus (témoin 100%) (%).
10	5	0	10 000	–	–	–
10	0	0	1 000	10	2	0
9	0	0	1 000	10	1	0
–	–	–	750	10	0	0
9	0	0	500	9	1	37
9	0	0	500	10	0	12
9	0	0	500	–	–	–
10	0	0	500	–	–	–
10	1	3	500	–	–	–
10	0	2	500	–	–	–
9	0	6	250	9	0	59
10	4	0	250	9	0	62
8	0	6	250	–	–	–
10	2	4	250	–	–	–
10	0	9	250	–	–	–
9	1	7	250	–	–	–
10	1	11	250	–	–	–
10	0	6	250	–	–	–
9	0	13	250	–	–	–
8	0	5	200	9	0	85
10	0	4	200	–	–	–
10	0	12	200	–	–	–
9	0	28	150	9	0	95
8	1	23	150	–	–	–
10	0	8	150	–	–	–
10	0	21	150	–	–	–
10	0	26	150	–	–	–
9	1	17	125	–	–	–
10	2	0	125	–	–	–
10	0	36	125	–	–	–
9	0	62	100	10	1	115
8	0	55	100	–	–	–
8	0	10	100	–	–	–
10	1	61	100	–	–	–
9	0	100	10	–	–	–

TABLEAU II.

Délai entre l'inoculation de virus et l'injection de 500 μg de glyoxal.	Œufs par expérience.	Embryons morts.	Virus (%).
Témoin	10	1	100
0 h 15	9	0	1,8
3 h	8	1	12
5 h 30	8	0	22
6 h 30	8	0	2,8
7 h	8	1	2,1
7 h 30	8	0	1,7

Nous constatons que le glyoxal inhibe la multiplication du virus de la grippe lorsqu'il est injecté peu après l'inoculation virulente, et de nouveau à partir de 6 h 30 mn après; entre ces périodes, existe une phase de sensibilité moindre, même pour la dose relativement forte de 500 μg de glyoxal. Cette phase se situe approximativement entre la 3e et la 6e heure après l'inoculation. Ce délai correspond précisément à la période de multiplication intracellulaire des particules virales; au contraire, après 6 h, le virus du premier cycle de multiplication est libéré et l'injection de glyoxal redevient presque totalement inhibitrice. Dans d'autres expériences, nous avons constaté la reprise, dans les heures suivantes, de la phase de moindre sensibilité.

Ces résultats confirment donc et étendent nos conclusions antérieures sur le pouvoir hautement viruLicide du glyoxal.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) J. A. Thomas et Cl. Hannoun, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2258.

(2) Cl. Hannoun, *Thèse Doctorat ès-sciences*, Paris, 1954, 156 pages.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité français de Physique, la délégation française à l'Assemblée générale de l'**Union internationale de Physique pure et appliquée** qui aura lieu à Rome, du 17 au 20 septembre 1957, est ainsi composée :

MM. **Albert Pérard**, **Georges Darrieus**, **Gaston Dupouy**, **Louis Néel**, Membres de l'Académie, **Pierre Fleury**, **Edmond Bauer**, **Georges-Albert Boutry**, **André Maréchal**.

La séance est levée à 16 h 30 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 4 février 1957.)

Note présentée le 28 janvier 1957, de Mlle *Marie-Louise Blanchard*, Sur l'existence, pour l'oxyde de zinc, de plusieurs mécanismes distincts d'absorption dipolaire Debye :

Page 768, Figure 2, sur l'axe des abscisses (gradué en T°K), *au lieu de* 100, *lire* 50; *au lieu de* 200, *lire* 150 et *au lieu de* 300, *lire* 250.

Page 770, *intervertir les références* (6) *et* (7) : (6). M.-L. Blanchard... ; (7) J. J. Lander....

(*Comptes rendus* du 1er avril 1957.)

Note présentée le même jour, de MM. *Stefan Procopiu* et *Constantin Papusoi*, Détermination de la valeur du magnéton de Bohr par une méthode de résonance dans l'air ionisé :

Page 1907, figure 2, échelle des abscisses, *au lieu de* 58 œsrdet, *lire* 58 œrsted.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 6 MAI 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Henri Villat** signale la présence de M. **Élie Carafoli**, Professeur à l'Université et Membre de l'Académie des sciences de Bucarest. M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

GÉOMÉTRIE ALGÉBRIQUE. — *Les irrégularités des variétés algébriques et les systèmes adjoints.* Note (*) de M. **Francesco Severi.**

Je rappelle d'abord quelques notions et résultats précédents ([1]). Soit M_r une variété algébrique irréductible ∞^r, non singulière, du corps complexe, plongée dans un espace projectif S_d. Soit en outre ω une forme différentielle (extérieure au sens de Poincaré-Cartan) de degré $k(\leq r)$ par rapport aux différentielles des r variables indépendantes sur M_r, les coefficients de ω étant des fonctions rationnelles du point de M_r. ω est dite de *première espèce* si l'on peut trouver pour chaque point P de M_r une paramétrisation locale telle que tout coefficient de ω devient holomorphe dans le domaine de P. Il subsiste le surprenant théorème que toute forme ω de première espèce est intégrable (c'est-à-dire que $d\omega \equiv 0$). Une forme de première espèce sans périodes est identiquement nulle.

J'ai montré dans les travaux précédents des liens très étroits entre les nombres $i_1, i_2, \ldots, i_r$ des formes de première espèce indépendantes attachées à M_r des degrés respectifs $1, 2, \ldots, r$ et les irrégularités de M_r, caractères géométriques que j'avais introduit et dont j'avais entrevu le rôle dès 1909.

Aprés avoir donné à la définition des irrégularités une forme géométrique, nous lierons ici les irrégularités à un remarquable théorème de géométrie des variétés dont l'essence est due à M. Kodaira.

1. La dernière irrégularité ou irrégularité de dimension r de M_r suivant mon ancienne définition est la différence $q_r = P_g^r - P_a^r$ entre le genre géométrique $P_g^r(=i_r)$ et le genre arithmétique P_r'' (nombre virtuel des formes de

première espèce de degré r). Les caractères P_r^s, P_a^r ont à leur tour une précise signification géométrique (et même des interprétations topologiques). On a la relation fondamentale

$$(1)\quad P_a^r = i_r - i_{r-1} + \ldots + (-1)^{r-1} i_1 \quad \text{ou} \quad q_r = i_{r-1} - i_{r-2} + \ldots + (-1)^{r-2} i_1,$$

que j'avais conjecturé et de quelque façon justifiée en 1909 et qui a été brillamment démontrée par M. Kodaira en 1954.

Il faut avant tout substituer aux nombres i, d'origine transcendante, des caractères géométriques, relatifs aux sous-variétés de M_r. (Nous supposons dans la suite que toute sous-variété envisagée soit irréductible, non singulière.)

Soit $\overline{M}_r$ un second modèle non singulier de M_r, lié à M_r par une transformation birationnelle régulière et soit $|A|$ le système linéaire des hypersurfaces de M_r qui correspond au système des sections hyperplanes de $\overline{M}_r$. Nous dirons que $|A|$ est un *système linéaire élémentaire* sur M_r (système *ample* suivant M. Kodaira). Ses variétés caractéristiques génériques A^2, A^3, ..., A^{r-1} seront appelées des *variétés élémentaires* sur M_r. Le concept est invariant relatif, c'est-à-dire à transformations régulières près. Dans mon Mémoire cité des *Annali di Mathematica* j'ai prouvé le fait fondamental que le nombre $i_s (s = 1, 2, \ldots, k-1)$ des formes indépendantes de première espèce et de degré s attachées à une variété élémentaire $V_k (2 \leqq k \leqq r-1)$ est égal au nombre des formes de même degré attachées à M_r.

La formule (1) appliquée à une variété élémentaire V_k donne

$$q_k = i_{k-1} - i_{k-2} + \ldots + (-1)^{k-2} i_1 \qquad (k = 2, \ldots, r-1;\ q_1 = 0)$$

q_k étant la différence entre les genres, géométrique et arithmétique, de V_k. Comme l'entier q_k est indépendant de la V_k élémentaire choisie, nous pourrons l'envisager comme un caractère de M_r. Nous l'avons appelé l'irrégularité de dimension k de M_r. On a ainsi simultanément une définition transcendante et *une définition géométrique des irrégularités* de M_r. La première donne tout de suite q_k comme un invariant absolu (vis-à-vis de toute transformation birationnelle); la seconde donne q_k comme un invariant relatif.

Voici maintenant une *seconde définition géométrique* s'appuyant sur la notion de sous-variétés *topologiquement générales* (t. g.) de M_r. Une sous-variété V_k de M_r est dite t. g. lorsque tout h-cycle ($h \leqq k$) de M_r peut se réduire par homologie à un h-cycle de V_k. Par exemple toute V_k élémentaire est t. g. On prouve tout de suite que toute forme de première espèce de degré h identiquement nulle sur une V_k t. g. est identiquement nulle sur M_r.

On en déduit aisément que la dernière irrégularité d'une V_k t. g. ayant la pénultième irrégularité q_{k-1} égale à celle de M_r, admet une valeur minima (positive ou négative) qui coïncide avec l'irrégularité q_k de M_r. On a ainsi la seconde définition géométrique (récurrente) des irrégularités, en commençant par q_2 qui est l'irrégularité d'une sous-variété V_2 t. g. sur M_r.

Nous dirons enfin qu'une sous-variété V_k de M_r est une *variété ordinaire d'index* $s (s \leq k)$ si son irrégularité de dimension s est égale à l'irrégularité de même dimension de M_r. Il existe des variétés ordinaires pour chaque valeur de l'index s. Une variété sur laquelle l'index peut assumer toute valeur, c'est-à-dire ayant ses irrégularités $q_2, \ldots, q_k (q_1 = 0)$ égales aux irrégularités de mêmes dimensions de M_r, est dite *ordinaire*.

La recherche de la signification topologique des sous-variétés V_k ordinaires est un problème très important, mais malheureusement il demeure en suspens. Il est très probable qu'une V_k ordinaire soit caractérisée par des nombres de Betti égaux à ceux de mêmes dimensions de M_r. A ce but il faut préciser que les conditions d'existence des formes de première espèce d'un degré donné s, sur une variété, sont données par un système de certaines égalités et inégalités parmi leurs périodes (cela arrive par exemple pour $s = 1$). Alors ces conditions sont les mêmes soit sur M_r, que sur une $V_k (k \geq s)$ ordinaire; d'où le théorème.

2. En laissant de côté cette question, nous montrerons que la considération des irrégularités permet de transformer d'une façon simple et très expressive un résultat récent de M. Kodaira (1954).

Soit A une hypersurface (irréductible non singulière) de M_r et $|A'|$ son système adjoint, somme de A et du système canonique d'espèce $r-1$ de M_r. Suivant M. Kodaira la dimension R de $|A'|$ est donnée par

$$R = i_r - i_{r-1} + j_{r-1} + \sigma - 1,$$

où i_r, i_{r-1} sont les nombres des formes indépendantes de première espèce attachées à M_r, de degrés respectifs r, $r-1$; j_{r-1} le nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré $r-1$, attachées à A; σ le nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré $r-1$, attachées à M_r, identiquement nulles sur A.

Si A est une hypersurface ordinaire d'index $r-1$ de M_r, et q_r, q_{r-1} sont les deux dernières irrégularités de M_r, on a

$$i_{r-1} = q_{r-1} + q_r, \qquad q_r = i_r - P_a^r, \qquad q_{r-1} = j_{r-1} - P_a^{r-1}$$

et, par conséquent :

$$R = P_a^{r-1} - 1 + P_a^r + \sigma,$$

où P_a^r, P_a^{r-1} sont les genres arithmétiques respectifs de M_r, A. Avec des calculs pénibles, quoique élémentaires (que l'auteur a développés en 1909 pour $r = 3$) on prouve que $P_a^{r-1} - 1 + P_a^r$ est la *dimension virtuelle* de $|A'|$, de sorte qu'on obtient le théorème :

L'irrégularité σ du système adjoint à une hypersurface ordinaire d'index $r-1$ de M_r est égale au nombre des formes indépendantes de première espèce attachées à M_r et s'annulant sur A.

Lorsque A est topologiquement générale ($\sigma = 0$), $|A'|$ est régulier.

On a ainsi l'extension très générale d'un théorème dû à Picard (1905) pour les sections planes d'une surface et à l'auteur (1908, 1947) et à M. Franchetta (1949), pour des courbes plus générales de la même surface.

Le théorème de régularité ci-dessus peut aussi s'énoncer comme il suit :

La déficience du système canonique coupé sur une hypersurface ordinaire t. g., d'index $r-1$, A, *par son système adjoint* $|A'|$, *est égale au nombre des formes indépendantes de première espèce, de degré* $r-1$, *attachées à* M_r.

Par suite le système canonique complet sur A est coupé par les hypersurfaces A′ du système adjoint et par les hypersurfaces annulant les coefficients des formes de première espèce et de degré $r-1$ de A, déterminées sur A par les formes de même degré de M_r.

Si outre que A les variétés A^2, A^3, ..., A^{r-1} sont des sous-variétés ordinaires t. g., on exprime les nombres $i_{r-2}, \ldots, i_1$ des formes de degré $r-2, \ldots, 1$ de M_r au moyen des déficiences analogues, à l'intérieur des variétés A, A^2, ..., A^{r-2}, et l'on a ainsi une nouvelle caractérisation géométrique expressive des irrégularités.

En particulier on peut prendre pour A l'hypersurface générique d'un système linéaire élémentaire.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 59 et 225 et *Annali di Matematica*, 1956.

HYDRAULIQUE. — *Montage Venturi Pitot inversé pour une cheminée d'équilibre placée à l'extrémité aval d'un tunnel d'amenée.* Note (*) de M. **Léopold Escande.**

Le montage proposé permet de réduire la valeur de la section nécessaire pour la stabilité.

Dans une Note antérieure [1], nous avons montré comment le montage Venturi améliore la stabilité dans le cas d'une chambre d'équilibre placée à l'extrémité aval d'un canal d'amenée.

Nous allons montrer que l'on peut obtenir une solution encore plus intéressante en utilisant un montage du genre de celui que représente la figure 1 : le canal d'amenée, dans la portion rétrécie correspondant au col du Venturi, est traversé par une colonne tubulaire, profilée afin de ne pas créer de pertes de charge singulières : cette colonne creuse, qui aboutit à la chambre d'équilibre à sa partie supérieure, communique avec le canal par une fenêtre Φ, ouverte à l'extrémité aval du système, du côté opposé à la vitesse d'attaque, de façon à bénéficier de la dépression existant dans le sillage.

Il est facile de voir que, dans ces conditions, le niveau dans la chambre, en régime permanent, se place à une cote inférieure de $(1+K)E$, à celle qu'il

occuperait si la perte de charge P′ dans le canal d'amenée intervenait seule, E désignant la hauteur due à la vitesse et KE la dépression supplémentaire résultant du montage adopté.

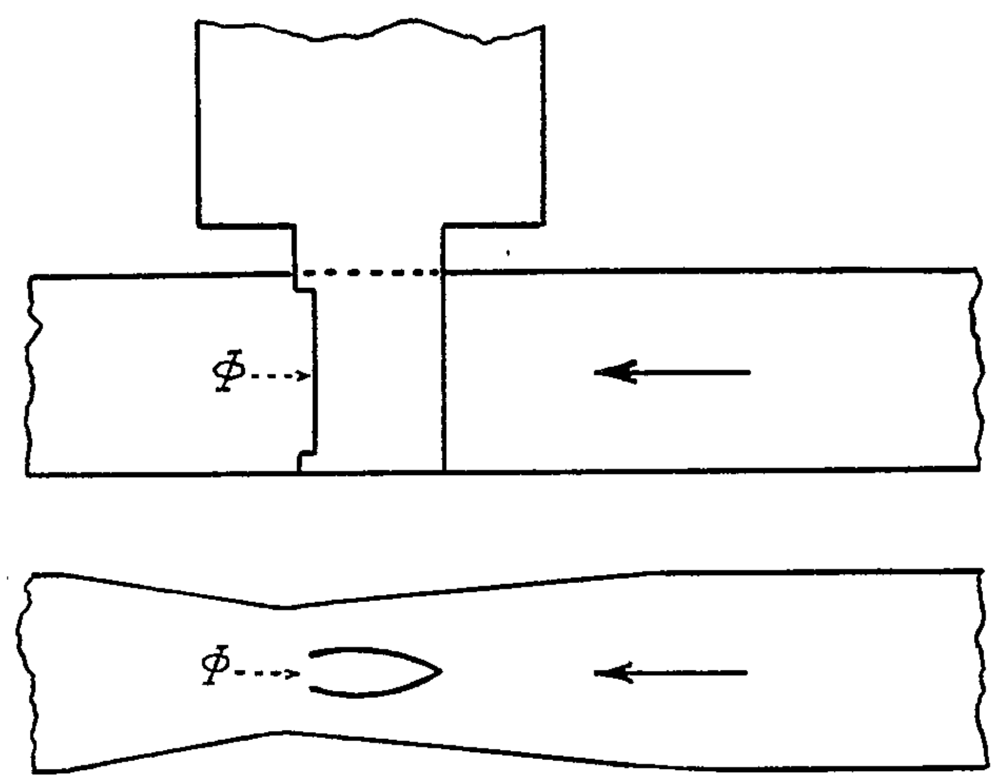


Fig. 1

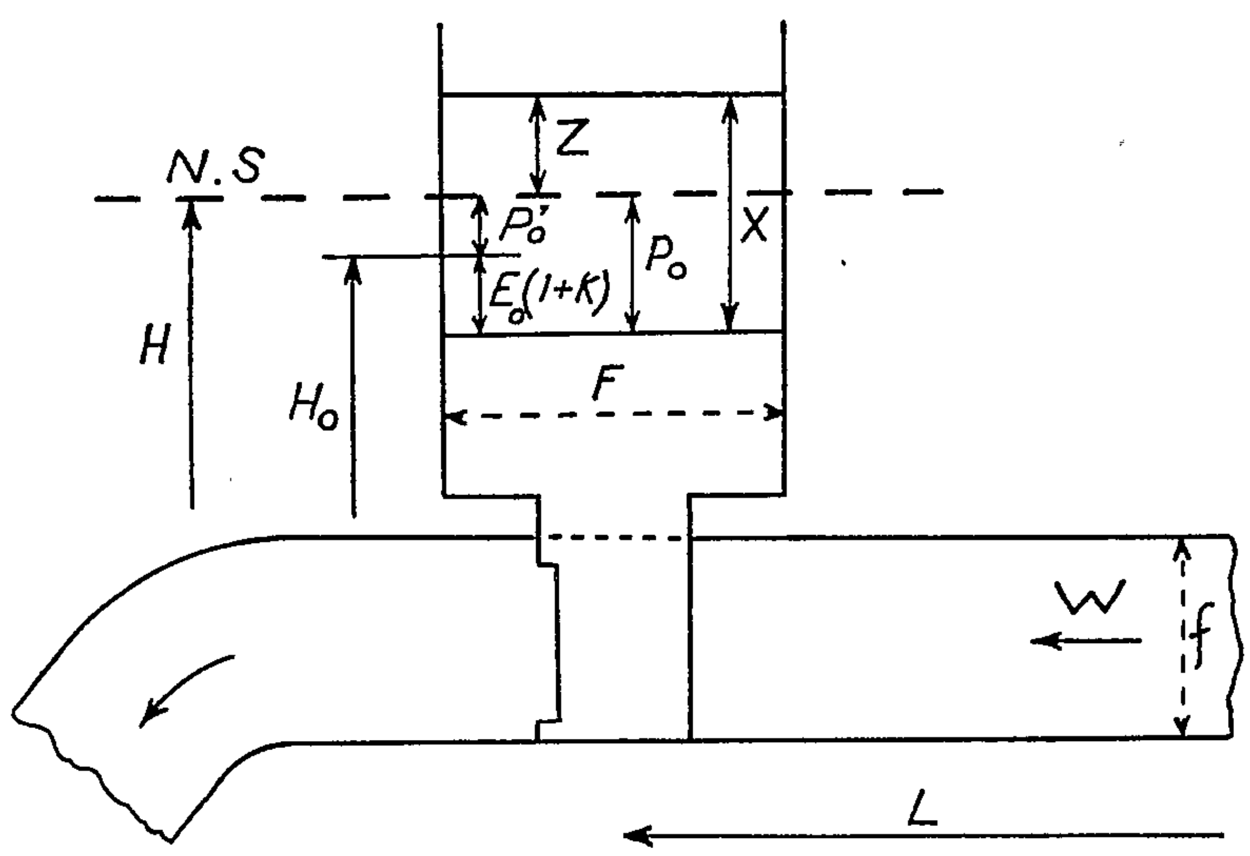


Fig. 2

Étudions la stabilité suivant le procédé de Thoma.

Pendant les oscillations, la chute nette, avec les notations de la figure 2 a pour valeur

$$H + Z + (1 + K)E = H_0 + P'_0 + Z + (1 + K)E = H_0 + X - E_0(1 + K) + E(1 + K)$$

en remarquant que

$$X = P'_0 + Z + E_0(1 + K).$$

L'action du régulateur donne au débit des turbines une valeur Q telle que l'on ait

$$Q_0 H_0 = Q[H_0 + X - E_0(1+K) + E(1+K)],$$

Considérons les valeurs relatives habituelles et posons

$$e = \frac{E}{Z_*}, \qquad e_0 = \frac{E_0}{Z_*},$$

on a

$$e = e_0 \varpi^2, \qquad x = p'_0 + z + e_0(1+K).$$

En se limitant au cas des petites oscillations et en effectuant les calculs avec les mêmes approximations que pour la formule de Thoma, on obtient

$$u = \frac{U}{U_0} = \frac{Q}{Q_0} = \frac{h_0}{h_0 + x - e_0(1+K) + e(1+K)}$$

$$u \neq 1 - \frac{x}{h_0} + \frac{e_0(1+K)}{h_0} - \frac{e(1+K)}{h_0},$$

$$\varpi = v + u = 1 + v - \frac{x}{h_0} + \frac{e_0(1+K)}{h_0} - \frac{e(1+K)}{h_0},$$

$$e = e_0\varpi^2 = e_0\left[1 + 2v - \frac{2x}{h_0} + \frac{2e_0(1+K)}{h_0} - \frac{2e(1+K)}{h_0}\right].$$

En remarquant que

$$v = \frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'},$$

il vient

$$e = e_0\left(1 + 2v - \frac{2x}{h_0}\right) = e_0\left(1 + 2\frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'} - \frac{2x}{h_0}\right),$$

$$u = 1 - \frac{x}{h_0}, \qquad \varpi = 1 + \frac{1}{2\pi}\frac{dx}{dt'} - \frac{x}{h_0}.$$

L'équation des forces vives entre grandeurs relatives

$$v\frac{dv}{dz} + \frac{1}{2\pi}\frac{du}{dt'} + z + p' + e(1+K) = 0$$

donne alors, tous calculs faits :

$$\frac{d^2x}{dt'^2} + 2\pi\left\{-\frac{1}{h_0} + 2[p'_0 + e_0(1+K)]\right\}\frac{dx}{dt'} + 4\pi^2\left\{1 - \frac{2[p'_0 + e_0(1+K)]}{h_0}\right\}x = 0.$$

Dans le cas pratique où l'équation caractéristique a ses racines imaginaires, la condition d'amortissement des oscillations s'écrit

$$-\frac{1}{h_0} + 2[p'_0 + e_0(1+K)] > 0$$

ou

$$F > F_0 = \frac{W_0^2}{2g}\frac{Lf}{H_0[P'_0 + E_0(1+K)]}.$$

Cette expression dans laquelle F représente la section horizontale de la chambre d'équilibre, montre que le nouveau montage proposé permet une réduction sensible de la section limite F_0 vis-à-vis de celle que l'on obtiendrait avec un montage Venturi ordinaire.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 183.

PHYSIOLOGIE COMPARÉE. — *Activités thyréotropes différentes, en fonction de la température, d'extraits hypophysaires de Mammifères et d'un Téléostéen.* Note de MM. **Maurice Fontaine** et **Yves-Alain Fontaine**.

L'activité thyréotrope d'un extrait d'hypophyse d'Anguille est approximativement la même à 10 et à 20°, sous réserve d'un protocole expérimental ralenti à basse température, alors que cette activité d'un extrait hypophysaire d'origine mammalienne est considérablement diminuée à 10°. On peut ainsi admettre le maintien des corrélations hypophyso-thyroïdiennes chez un poïkilotherme à de basses températures.

Des travaux antérieurs (1) ont montré que l'action stimulante de la thyréostimuline (TSH) d'origine mammalienne qui s'exerce nettement sur la thyroïde d'un Salmonidé dans des eaux de températures supérieures à 15°, diminue avec le refroidissement de celles-ci et peut même disparaître — du moins pour des doses considérées comme physiologiques — à des températures voisines de celles qui caractérisent les eaux dans lesquelles vivent le plus généralement les Salmonidés. Faut-il admettre que les corrélations hypophyso-thyroïdiennes soient dans de telles conditions d'une efficacité douteuse ou bien que la TSH endogène du Téléostéen exerce son activité sur la thyroïde à une température plus basse que ne peut le faire la TSH de Mammifère ? Pour répondre à ces questions nous avons comparé l'action de TSH Organon à celle d'un extrait hypophysaire d'un Téléostéen (Anguille argentée) sur des groupes de poissons Téléostéens (Truites arc-en-ciel) les uns à 10°, les autres à 20°, l'axe hypophyso-thyroïdien ayant été au préalable mis au repos par un jeûne de deux mois. Des recherches antérieures (2) nous ont montré que la mesure de la fixation du radioiode par la thyroïde de tels sujets et dans des conditions bien définies — notamment à la température de 20° — constitue un test apparemment convenable pour la mesure de l'activité thyréotrope d'extraits hypophysaires de Mammifères (Bœuf, Rat) ou de Téléostéens (Anguille, Labre, etc.). A la température de 20° la comparaison, selon un protocole précédemment décrit (2) (quatre injections des substances à essayer espacées de 12 h, la dernière étant accompagnée d'une injection de radioiode et le sacrifice ayant lieu 24 h après) conduit à la constatation suivante : la TSH Organon, provenant du Bœuf, est plus active que l'extrait d'hypo-

physe d'Anguille utilisé. Le rapport d'activité : extrait d'hypophyse d'Anguille/TSH Organon = 0,28.

Si nous comparons les activités de ces mêmes substances selon le même protocole à une température voisine de 10°, nous n'obtenons pas de résultat positif net, mais si, supposant que la basse température a ralenti les diverses phases du phénomène, nous doublons les intervalles de temps du protocole rappelé ci-dessus, nous constatons que le même extrait d'hypophyse d'Anguille est plus actif que la TSH Organon. Le rapport d'activité : extrait d'hypophyse d'Anguille/TSH Organon est alors de 1,64.

Les extraits d'hypophyse d'Anguille étant obtenus par lyophilisation des produits des extractions aqueuses de broyats de glandes préalablement déshydratées à l'acétone, alors que la TSH Organon est une poudre obtenue après un traitement complexe des hypophyses de Bœuf, nous avons comparé à l'action d'extrait hypophysaire d'Anguille, des extraits hypophysaires de rat adulte (souche Wistar) préparés exactement dans les mêmes conditions que ceux d'Anguille. Nous avons retrouvé sur ces extraits hypophysaires de Rats des résultats comparables à ceux obtenus avec la TSH Organon, c'est-à-dire une diminution très importante de l'activité thyréotrope (diminution même plus considérable souvent qu'avec la TSH Organon) dans le cas des expériences faites à 10° et par rapport aux valeurs obtenues à 20°, ce qui n'est pas le cas avec les extraits hypophysaires d'Anguille. Le tableau suivant rassemble les résultats d'une expérience illustrant ces faits ([3]).

Action différente de la température sur les activités thyréotropes d'extraits hypophysaires de Rat et d'Anguille.

	Produit injecté.	NaCl 6%.	15 μg extrait hypophyse de Rat	15 μg extrait hypophyse d'Anguille.
10°	Nombre de Truites...........	9	10	10
	Fixation moyenne ± err. std. de la moyenne...	4,21 ± 0,27	5,70 ± 0,75 (**)	7,05 ± 0,76 (*)
20°	Nombre de Truites...........	10	9	10
	Fixation moyenne ± err. std. de la moyenne...	4,41 ± 0,49	14,15 ± 2,30 (*)	6,46 ± 1,25 (**)

(*) Réponse très significative par rapport aux témoins ($p < 0,01$).
(**) Réponse non statistiquement significative par rapport aux témoins ($0,05 < p < 0,20$).

En conclusion, ces résultats soulignent combien il est important de préciser les températures auxquelles sont effectuées les mesures d'activité thyréotrope sur des poïkilothermes, notion dont tous les auteurs ne semblent pas avoir eu conscience. Si, cependant, ce point avait été déjà souligné par certains endocrinologistes et notamment par M. Delsol et J. Flatin ([4]), l'hypothèse avait été émise par ces derniers auteurs que, pour assurer

des sécrétions thyroïdiennes analogues à celles des homéothermes, « les Vertébrés à sang froid ont besoin d'une quantité de stimuline hypophysaire beaucoup plus grande que les Vertébrés à sang chaud ». Nos dosages en cours ne semblent pas montrer que les poïkilothermes possèdent d'une façon générale dans leur hypophyse ou dans leur milieu intérieur des quantités supérieures à celles présentes chez les homéothermes, quantités d'ailleurs fort variables selon les espèces et divers facteurs intrinsèques ou extrinsèques. Les résultats apportés ici incitent à envisager plus favorablement l'hypothèse de différences qualitatives entre les substances hypophysaires thyréotropes, sans qu'on puisse actuellement savoir si ces différences portent sur la ou les molécules d'hormone elles-mêmes ou sur d'autres éléments des complexes protéiques étudiés ici. Leur signification physiologique n'en est pas moins évidente puisqu'ils montrent que ces substances d'activité thyréotrope n'agissent pour accroître la fixation du radioiode dans la glande thyroïde que dans une certaine marge de température, différente selon leur origine zoologique. Ces faits peuvent être rapprochés de quelques observations selon lesquelles certains enzymes présentent des activités en fonction de la température apparaissant comme adaptées dans une certaine mesure aux conditions thermiques habituelles des cellules dont ils ont été extraits (5).

(1) Bibliographie dans M. Fontaine et Y. A. Fontaine, *J. Physiologie*, 1957 (sous presse).

(2) M. Fontaine et Y. A. Fontaine, *J. Physiologie*, 48, 1956, p. 881-892.

(3) Dans cette série expérimentale, la fixation du radioiode par la thyroïde sous l'influence de l'extrait d'hypophyse d'Anguille est légèrement inférieure à 20° par rapport à ce qu'elle est à 10°. Dans d'autres séries (1), c'est l'inverse, mais en aucun cas, la différence entre les actions aux deux températures n'est statistiquement significative.

(4) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 938-940.

(5) Notamment E. R. Norris et D. W. Elam, *J. Biol. Chem.*, 134, 1940, p. 443-450 et T. H. Bullock, *Biol. Rev.*, 30, 1955, p. 311-342.

M. **Philibert Guinier** présente deux Ouvrages dont il a écrit les préfaces. L'un, *Les peupliers dans la production du bois et l'utilisation des terres*, édité par l'Organisation des Nations Unies pour l'alimentation et l'agriculture (F. A. O.), est l'œuvre collective de dix spécialistes, de diverses disciplines, Membres du Comité exécutif de la Commission internationale du Peuplier. L'autre, *La culture du Peuplier*, dû à M. Jean Pourtet, est plus spécialement écrit à l'usage des cultivateurs français.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Maurice Caullery** :

Pierre Bonnet. *Bibliographia Arareorum. Analyse méthodique de toute la littérature aranéologique jusqu'en* 1939. Tome II (3e partie : G-M).

ÉLECTIONS.

Par la majorité absolue des suffrages, MM. **Balthasar Van der Pol** et **Édouard Houdremont** sont élus Correspondants pour les Sections des Académiciens libres et des Applications de la science à l'industrie; ils occuperont les deux places nouvellement créées qui restent à pourvoir.

DÉSIGNATIONS.

M. **Eugène Darmois** est désigné pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à Colmar, les 9 et 10 novembre 1957, à l'occasion du Centenaire de la consécration officielle de l'Œuvre scientifique de **Gustave-Adolphe Hirn**.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Robert Winter. 1° *Homologies balistiques à site variable en atmosphère réelle. Applications;* 2° *Un cadre théorique général pour la construction de superoutillages de balistique intérieure. Les Tables W. R. à progressivité variable ;* 3° *Tables W. R. Outillage numérique de balistique intérieure, valable pour toutes les poudres dégressives de la classe* $\varphi(z) = \sqrt{1 - kz}$. Fascicule 1. *Tables pour le calcul des grandeurs balistiques principales* (*parcours du projectile. Vitesse. Pression*). Fascicule 2. *Tables pour le calcul des coefficients différentiels;*

2° Manuels de calculs techniques. Collection dirigée par Louis Couffignal. Volume III. *Résolution numérique des équations algébriques,* par Jean Peltier;

3° Atti della Societa Lombarda di Scienze Medico-Biologiche. Supplemento. *Symposium sui nuovi farmachi antitubercolari* (Milano, 16-17 novembre 1956);

4° Ciba Foundacion Colloquia on Ageing. Volume III. *Methodology of the Study of Ageing;*

5° Academiei Republicii Populare Romîne : 1° *Monografii medicale.* I. *Introducere în Biochimia bolilor de piele,* de Vintila V. Mihailescu ; 2° *Monografii de Fiz ica.* I. *Introducere în teoria propagarii caldurii,* de L. Hamburger. I. *Conductia prin solide.*

LOGIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur les éléments universels de décision.* Note (*) de M. **Alan Rose**, présentée par M. Louis de Broglie.

Sobociński a démontré ([1]) que si le foncteur Φ est tel que

$$\Phi(p, q, r, s) =_{\mathrm{T}} p \equiv (p \equiv q) \,\&\, (r \equiv s)$$

alors tout foncteur logique à un ou à deux arguments peut se définir en fonction de Φ et des deux constantes logiques 0, 1, de telle sorte que, dans chaque cas, le symbole Φ ne se rencontre dans le definiens qu'une seule fois. Ainsi Φ correspond à un élément universel de décision ([2]). L'objet de cette Note est de démontrer qu'un certain nombre d'autres formules correspondent, elles aussi, à des éléments universels de décision. Le premier circuit qu'on ait développé ([3]) était un circuit de relais correspondant à la formule $p \equiv [q, r, s]$. Il semblerait que les formules les plus appropriées aux circuits de relais sont $[p, (q \vee r) \,\&\, (s/t), u]$ et $[p, (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s), t]$. Pour les lampes thermoioniques et les noyaux aimantés il semble probable que la formule la plus appropriée sera $[p \not\supset q, r, s \not\supset t]$, et, pour les transisteurs, $p \,\&\, q \,\&\, (r \downarrow s) \equiv t$.

Il suffit d'étudier les foncteurs à deux arguments $\vee$, $\&$, $\supset$, $\not\supset$, $\equiv$, $\not\equiv$, $/$, $\downarrow$, puisque tous les autres foncteurs à un ou à deux arguments sont essentiellement les mêmes que ceux-là ou que l'assertion ou la négation. Celles-ci ne présentent aucune difficulté puisque

$$\sim p =_{\mathrm{T}} p \supset 0, \quad p^{\mathrm{A}} =_{\mathrm{T}} p \vee 0.$$

Nous démontrons d'abord que si

$$\Phi(p, q, r, s) =_{\mathrm{T}} [p, \Psi(q, r), \sim s], \tag{1}$$

où les crochets indiquent la disjonction conditionnée ([4]), Ψ étant un des foncteurs $\equiv$, $\not\equiv$, $\supset$, $\not\supset$, alors Φ correspond à un élément universel de décision. Nous constatons que si Ψ est $\equiv$ alors Φ est essentiellement la formule de Sobociński ([5]). Nous constatons d'abord que

$$p \,\&\, q =_{\mathrm{T}} [p, q, \sim 1], \; p \vee q =_{\mathrm{T}} [p, \sim q, \sim 0], \; p \supset q =_{\mathrm{T}} [1, q, \sim p],$$
$$p \equiv q =_{\mathrm{T}} [p, q, \sim p], \; p/q =_{\mathrm{T}} [1, \sim q, \sim p], \; p \downarrow q =_{\mathrm{T}} [0, q, \sim p],$$
$$p \not\supset q =_{\mathrm{T}} [p, \sim q, \sim 1], \; p \not\equiv q =_{\mathrm{T}} [p, \sim q, \sim p].$$

Il résulte des identités

$$1 \equiv q, \quad 0 \not\equiv q, \quad 1 \supset q, \quad q \not\supset 0 =_{\mathrm{T}} q, \qquad 0 \equiv q, \quad 1 \not\equiv q, \quad q \supset 0, \quad 1 \not\supset q =_{\mathrm{T}} \sim q \tag{2}$$

qu'en employant, dans (1), n'importe laquelle des quatre formules $\Psi(q, r)$, nous pouvons, dans le deuxième espace à argument de la disjonction conditionnée, aboutir à q ou à $\sim q$. Ainsi, par exemple, si $\Psi(q, r)$ est $q \supset r$ nous

pouvons donner les définitions

$$P \& Q =_{df} \Phi(P, 1, Q, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, O, P).$$

L'équation (2) permet aussi de démontrer que les seize formules

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{T} [\Psi_1(p, q), r, \Psi_2(s, t)],$$

Ψ_1, Ψ_2 étant chacun un des foncteurs $\equiv$, $\not\equiv$, $\supset$, $\not\supset$, correspondent à des éléments universels de décision. Nous avons

$$p \& q =_{T} [p, q, q], \qquad p \vee q =_{T} [q, q, p],$$
$$p \supset q =_{T} [q, q, \sim p], \qquad p \equiv q =_{T} [p, q, \sim p],$$
$$p/q =_{T} [\sim p, q, \sim q], \qquad p \downarrow q =_{T} [\sim q, q, \sim p],$$
$$p \not\supset q =_{T} [\sim q, q, p], \qquad p \not\equiv q =_{T} [\sim p, q, p].$$

Ainsi, par exemple, si $\Psi_1(p, q)$, $\Psi_2(s, t)$ sont $p \equiv q$, $s \not\supset t$ respectivement nous pouvons donner les définitions

$$P \vee Q =_{df} \Phi(1, Q, Q, P, 0), \qquad P \equiv Q =_{df} \Phi(1, P, Q, 1, P).$$

Dans les quatre cas où Ψ_1, Ψ_2 sont $\equiv$ ou $\not\equiv$ nous pouvons identifier les variables p, t et alors les quatre formules sont données par

$$p \equiv [q, r, s], \qquad p \not\equiv [q, r, s], \qquad p \equiv [q, r, \sim s], \qquad p \not\equiv [q, r, \sim s].$$

Si $\Phi(p, q, r, s) =_{T} p \equiv [q, r, s]$, les définitions sont

$$P \& Q =_{df} \Phi(1, P, Q, 0), \qquad P \vee Q =_{df} \Phi(1, 1, Q, P), \qquad P \supset Q =_{df} \Phi(1, Q, P, 1),$$
$$P/Q =_{df} \Phi(0, P, Q, 0), \qquad P \downarrow Q =_{df} \Phi(0, 1, Q, P), \qquad P \not\supset Q =_{df} \Phi(0, Q, P, 1),$$
$$P \equiv Q =_{df} \Phi(P, 1, 1, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, 0, 0, 0).$$

Dans les trois autres cas les définitions se font de façon semblable.

D'autres formules qui correspondent à des éléments universels de décision sont $[p, \Phi(q, r, s), t]$ où $\Phi(q, r, s,)$ est une des formules $(q \not\supset r) \vee (r \not\supset s)$, $(q \not\equiv r) \& (r \not\equiv s)$. Il suffit, dans chaque cas, de démontrer que nous pouvons définir quatre d'entre les foncteurs à deux arguments en fonction de Φ, pourvu que les quatre autres foncteurs correspondent aux négations des quatre premiers. Alors toutes les définitions peuvent se faire puisque

$$[1, p, 0] =_{T} p, \qquad [0, p, 1] =_{T} \sim p.$$

Dans le premier cas, nous avons

$$P \vee Q =_{df} \Phi(P, Q, 0), \qquad P/Q =_{df} \Phi(1, P, Q),$$
$$P \not\supset Q =_{df} \Phi(P, Q, 1), \qquad P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, P).$$

De même, dans le second cas, nous avons

$$P \& Q =_{df} \Phi(P, 0, Q), \qquad P \downarrow Q =_{df} \Phi(P, 1, Q), \qquad P \not\supset Q =_{df} \Phi(P, Q, 1)$$
$$P \not\equiv Q =_{df} \Phi(P, Q, P).$$

La formule $[p, (q \vee r)\&(s/t), u]$ correspond, elle aussi, à un élément universel de décision, puisque $(q \vee r)\&(r/s) =_{\mathrm{T}} (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s)$.

Les négations des trois formules ci-dessus correspondent, elles aussi, à des éléments universels de décision. Pour obtenir les définitions nécessaires nous n'avons qu'à échanger les symboles & et /, v et $\downarrow$, $\supset$ et $\not\supset$, $\equiv$ et $\not\equiv$. Nous pouvons aussi définir, en fonction des premières formules, tout foncteur à trois arguments correspondant à une formule ayant une des formes

$$\Lambda(p, q) \vee r, \qquad \Lambda(p, q)\& r.$$

Cela s'ensuit aussitôt, puisque

$$\Lambda(p, q) \vee r =_{\mathrm{T}} [1, \Lambda(p, q), r] =_{\mathrm{T}} [r, \sim \Lambda(p, q), 1],$$
$$\Lambda(p, q)\& r =_{\mathrm{T}} [r, \Lambda(p, q), 0] =_{\mathrm{T}} [0, \sim \Lambda(p, q), r].$$

Ainsi, par exemple, si

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{\mathrm{T}} [p, (q \not\supset r) \vee (r \not\supset s), t], \qquad \zeta(p, q, r) =_{\mathrm{T}} (p \supset q) \vee r$$

nous avons

$$\mathrm{P} \supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(0, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1, 1), \qquad \zeta(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, \mathrm{R}) =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{R}, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1, 1).$$

Enfin, nous examinons la formule

$$\Phi(p, q, r, s, t) =_{\mathrm{T}} p \& q \& (r \downarrow s) \equiv t.$$

Nous avons

$$\mathrm{P}\&\mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0, 1), \qquad \mathrm{P} \downarrow \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 1), \qquad \mathrm{P} \not\supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 1),$$
$$\mathrm{P}/\mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0, 0), \qquad \mathrm{P} \vee \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0), \qquad \mathrm{P} \supset \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, \mathrm{P}, \mathrm{Q}, 0, 0),$$
$$\mathrm{P} \equiv \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(\mathrm{P}, 1, 0, 0, \mathrm{Q}), \qquad \mathrm{P} \not\equiv \mathrm{Q} =_{\mathrm{df}} \Phi(1, 1, 0, \mathrm{P}, \mathrm{Q}).$$

La négation de la formule ci-dessus se traite de façon semblable.

(*) Séance du 24 avril 1957.
(1) *J. Computing Systems*, 1, 1953, p. 71.
(2) *Voir* la Note (1).
(3) A. Rose et J. E. Parton, *British Provisional Patent*, n° 28 685/56.
(4) *Portugal. Math.*, 7, 1948, p. 87.
(5) *Conf. J. Symbolic Logic*, 18, 1953, p. 285.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Sur un théorème de M. A. Marchaud et sur les fonctions dérivables presque partout.* Note (*) de M. **Solomon Marcus**, présentée par M. Paul Montel.

Généralisation d'un théorème de M. A. Marchaud, concernant les fonctions continues dont tous les ensembles de niveau sont finis.

M. A. Marchaud a obtenu, par une voie indirecte, le résultat suivant (1) : Une fonction réelle, continue, d'une variable réelle, qui prend chacune de

ses valeurs seulement un nombre fini de fois, est dérivable presque partout et devient une fonction à variation bornée dès qu'on modifie convenablement ses valeurs sur un certain ensemble de mesure aussi petite qu'on veut.

Nous allons montrer qu'on peut obtenir, par une voie simple et directe, un résultat plus général que celui de M. A. Marchaud.

Rappelons que l'ensemble des points où $f(x)$ prend la même valeur est dit un ensemble de niveau de $f(x)$.

THÉORÈME 1. — *Soit $f(x)$ une fonction réelle, finie, d'une variable réelle, jouissant de la propriété de Darboux sur $[a, b]$. Supposons qu'il existe un ensemble $A \subset [a, b]$, de mesure nulle, tel que chaque point $\xi \in [a, b] - A$ est isolé dans l'ensemble $\{x; f(x) = f(\xi)\}$. En ce cas, $f(x)$ est dérivable presque partout sur $[a, b]$.*

Démonstration. — Il existe, d'après le théorème de Denjoy-Young-Saks, un ensemble B de mesure nulle, tel que, dans chaque point de $[a, b] - B$, deux nombres dérivés opposés sont finis et égaux ou infinis et inégaux; deux nombres dérivés associés sont finis et égaux ou bien inégaux et alors un au moins est infini. Désignons par M l'ensemble des points d'extrémum strict de $f(x)$. On sait que M est au plus dénombrable. L'ensemble $E = A \cup B \cup M$ est donc de mesure nulle.

Soit maintenant $\xi \in [a, b] - E$. D'après les hypothèses, ξ est un point isolé de l'ensemble $\{x; f(x) = \xi\}$. Mais $f(x)$ jouit de la propriété de Darboux; on déduit de là l'existence d'un $\delta > 0$, tel que la différence $f(x) - f(\xi)$ ne s'annule pas dans les intervalles ouverts $(\xi - \delta, \xi)$ et $(\xi, \xi + \delta)$ et a des signes opposés dans ces deux intervalles, parce que ξ n'est pas un point d'extrémum pour $f(x)$. Cela veut dire que pour $\xi \neq x \in (\xi - \delta, \xi + \delta)$ l'expression $(f(x) - f(\xi))/(x - \xi)$ garde un signe constant, donc que les quatre nombres dérivés de $f(x)$ au point ξ évitent un certain signe, le même pour tous les quatre. Compte tenu du théorème de Denjoy-Young-Saks, il est ainsi exclu que $f(x)$ ait au point ξ un nombre dérivé infini. Du même théorème, on déduit que les quatre nombres dérivés de $f(x)$ en ξ sont égaux.

THÉORÈME 2. — *Si $f(x)$ réelle, finie, de variable réelle, est dérivable presque partout sur $[a, b]$, on a, pour chaque $\varepsilon > 0$, un ensemble mesurable $E \subset [a, b]$ de mesure inférieure à ε et tel qu'il existe une fonction réelle $g(x)$, à variation bornée sur $[a, b]$, qui coïncide avec $f(x)$ sur $[a, b] - E$.*

Démonstration. — Désignons par A_n l'ensemble des points de $[a, b]$ où $f(x)$ admet une dérivée finie, inférieure, en valeur absolue, à n. On voit aisément que A_n est mesurable et qu'on a $[a, b] = \bigcup_{n=0}^{\infty} A_n$, où A_0 est l'ensemble de mesure nulle où $f(x)$ n'est pas dérivable. En outre, on a $A_n \subset A_{n+1}$ pour $n \geq 1$. Soit maintenant un $\varepsilon > 0$ et soit μ la mesure de Lebesgue. On peut déterminer un N tel que $b - a - \mu(A_n) < \varepsilon/2$ pour chaque $n > N$. Fixons un tel n. Il

existe une partie compacte K_n de A_n, telle que $\mu(A_n) - \mu(K_n) < \varepsilon/2$. Considérons un système fini $\{(\alpha_k, \beta_k)\}(k=1, 2, \ldots, p)$ d'intervalles disjoints et tels que $\alpha_k \in K_n$, $\beta_k \in K_n$ pour $k=1, 2, \ldots, p$. L'ensemble K_n étant compact, on peut appliquer sur l'ensemble $K_n \cap (\alpha_k, \beta_k)$ le théorème des accroissements finis et l'on a

$$\sum_{k=1}^{p} |f(\beta_k) - f(\alpha_k)| = \sum_{k=1}^{p} |f'(\xi_k)| (\beta_k - \alpha_k) \qquad \text{où} \quad \xi_k \in K_k \cap (\alpha_k, \beta_k).$$

Mais $|f'(\xi_k)| < n$, donc $\sum_{k=1}^{p} |f(\beta_k) - f(\alpha_k)| < n(b-a)$. On déduit ainsi que $f(x)$ est à variation bornée sur K_n.

D'après un théorème de ([2]), il existe une fonction $g(x)$, à variation bornée sur $[a, b]$ qui coïncide sur K_n avec $f(x)$. Posons $E = [a, b] - K_n$; on a $\mu(E) < \varepsilon$ et le théorème est démontré.

(*) Séance du 24 avril 1957.

([1]) *Fund. Math.*, 20, 1933, p. 105-116.

([2]) S. Saks, *Theory of the integral*, Warszawa, 1937, p. 221.

MÉCANIQUE. — *Les formes extérieures et la Mécanique des milieux continus.* Note de M. **François Gallissot**, présentée par M. Henri Villat.

Le mouvement d'un milieu continu avec déformations est une application φ de classe $C^r (r \geq 2)$ de l'espace R^4 dans ρ^3, en désignant par ρ^3 l'espace numérique à 3 dimensions, par R^4 le produit de l'espace numérique à 3 dimensions par la droite numérique t.

Plus généralement, nous considérons les applications φ de classe C^r de l'espace numérique R^p dans l'espace numérique ρ^n, auxquelles nous associons la variété des jets ([1]) du premier ordre $J^1(R^p, \rho^n)$. Soient $(\xi^1, \ldots, \xi^n)$ les coordonnées d'un point ξ de $\rho^n(x^1, \ldots, x^p)$ les coordonnées d'un point x de R^p. Dans $J^1(R^p, \rho^n)$ de dimension $np + n + p$, les coordonnées canoniques d'un point sont $(\xi^1, \ldots, \xi^n, \ldots, a_i^k, \ldots, x^1, \ldots, x^p)$. Les éléments $(0, \ldots, 0; \ldots; a_i^k; \ldots; 0, \ldots 0)$ constituent le noyau E_{pn} de la variété des jets, de sorte que $J^1(R^p, \rho^n) = R^p E_{pn} \rho^n$.

Les champs $\vec{a}_i$ et les formes $\theta(\vec{a}_i)V_p$. Nous désignons par $\vec{a}_i$ le champ de vecteurs dans J^1 de composantes $(0, \ldots, 0; a_i^1, \ldots, a_i^p; 0, \ldots, 0)$. A la forme volume V_p définie sur R^p qui s'écrit $V_p = dx^1 \wedge \ldots \wedge dx^p$ et au champ $\vec{a}_i$ nous faisons correspondre, au moyen de l'opérateur des transformations infinitési-

males $\theta(\vec{a}_i)$, une forme de degré p, définie sur $J^1(R^p, \rho^n)$

$$\theta(\vec{a}_i)V_p = \sum_{k=1}^{p} (-1)^{k+1}\, da_i^k \wedge dx^1 \wedge \ldots \wedge \check{dx^k} \wedge \ldots \wedge dx^p,$$

le signe $\vee$ placé sur dx^k signifiant que ce terme est omis.

Forme $\Sigma\, d\xi^i \wedge \theta(\vec{a}_i)V_p$. — Les n formes $d\xi^i$ sur ρ^n engendrent, par produit extérieur avec les formes de degré p : $\theta(\vec{a}_i)V_p$ et sommation par rapport à i de 1 à n, une forme de degré $p+1$ sur $J^1(R^p, \rho^n)$.

Forme génératrice Ω_{p+1}. — $\omega = \sum_{i=1,n}^{k=1,p} X_k^i\, da_i^k + X_{\xi^i} d\xi^i + \ldots$, désignant une forme de Pfaff sur $J^1(R^p; \rho^n)$ nous appelons forme génératrice Ω_{p+1}, la forme $\Omega_{p+1} = \sum_{i=1}^{n} d\xi^i \wedge \theta(\vec{a}_i)V_p + \omega \wedge V_p$.

Système associé à Ω_{p+1}. — On appelle ainsi le système $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$ où $\vec{X}$ est un champ de vecteurs arbitraire sur $J^1(R^p, \rho^n)$ réductible à $np+n+p$ équations $\left[i(\vec{X})\right.$ opérateur antidérivation $\left.([2])\right]$.

Théorème. — *Si le jacobien à np éléments* $D(\ldots X_k^i \ldots)/D(\ldots a_i^k \ldots)$ *est non nul, les solutions de* $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$ *satisfaisant de plus à* $d\xi^i \wedge V_p = 0\ (V_p \neq 0)$ *sont construites localement au moyen des solutions d'un système d'équations linéaires aux dérivées partielles du deuxième ordre* $S_{n,2}(f^i)$, *les* f^i *étant des fonctions des* x^k.

A ce système $S_{n,2}(f^i)$ il est préférable de substituer le système linéaire de $np+n$ équations déduit de $i(\vec{X})\Omega_{p+1} = 0$, $d\xi^i \wedge V_p = 0$ qui, en coordonnées canoniques, revêt la forme

$$(1)\quad \frac{\partial f^i}{\partial x^k} = X_k^i(x^h, \ldots, a_l^j, \ldots, \xi^\alpha, \ldots), \qquad \sum_{k=1}^{p} \frac{\partial a_i^k}{\partial x^k} = -X_{\xi^i}(x^h, \ldots, a_l^j, \ldots, \xi^\alpha, \ldots).$$

Cas particulier $d\omega = 0$. — Il existe une fonction E sur $J^1(R^p, \rho^n)$ telle que $\omega = dE$. Au moyen de la fonction E, le système précédent revêt la forme

$$(2)\qquad \frac{\partial f^i}{\partial x^k} = \frac{\partial E}{\partial a_i^k}, \qquad \sum_{k=1}^{p} \frac{\partial a_i^k}{\partial x_i^k} = -\frac{\partial E}{\partial \xi^i}.$$

Il généralise celui d'Hamilton pour $p=1$. Si de plus E est quadratique à coefficients constants sur $J^1(R^p, \rho^n)$, $S_{n,2}(f^i)$ est à coefficients constants.

Applications à la Mécanique. — Un milieu est connu au point de vue mécanique, si l'on est capable de construire la forme ω sur $J^1(R^3 t, \rho^3)$ espace numérique à 19 dimensions. Les expériences physiques permettent dans une

certaine mesure de préciser ω en utilisant comme coordonnées dans le noyau E_{12} de la variété des jets les $f_k^i = \partial f^i/\partial x^k$. Il est essentiel de remarquer que le passage des a_i^k aux f_k^i nécessite la résolution de np premières équations de (1) ou de (2).

Le théorème précédent permet d'axiomatiser la dynamique des milieux continus.

AXIOME. — *Les équations de la Mécanique des milieux continus sont engendrées au sens du théorème précédent par la forme* Ω_5.

Exemples. — 1. Dans le cadre de l'approximation linéaire à température constante pour les milieux isotropes et homogènes

$$2\,E = \mu \sum_{k(1,3)}^{i(1,3)} (f_k^i)^2 + (\lambda + \mu) \left(\sum_{i=1}^{n} f_i^i \right)^2 - \rho \sum_{i=1}^{3} (f_4^i)^2$$

(ρ densité; λ, μ, coefficients de Lamé), on obtient les équations de Navier-Stokes en prenant $\omega = dE + \sum_{i=1}^{3} X_i\, d\xi^i$.

2. La statique et la dynamique des fils s'obtiennent (avec les modifications dimensionnelles convenables) en prenant

$$2\,E = -T\sqrt{(f_1^1)^2 + (f_1^2)^2 + (f_1^3)^2} - \rho[(f_4^1)^2 + (f_4^2)^2 + (f_4^3)^2],$$

T désignant la tension, ρ la densité, les équations sont engendrées par une forme Ω_3.

3. La statique et la dynamique des fluides quelconques faisant intervenir pression, température, densités variables, on prendra un espace numérique à 22 dimensions et la forme génératrice Ω_8 sera de degré 8.

4. La mécanique des systèmes rigides. Dire qu'un système est rigide signifie que ses mouvements sont engendrés par une application de $L_D R^3$ dans ρ^3 (L_D, groupe de Lie des déplacements). Cette application se prolonge sur les espaces tangents TL_D et $T\rho^3$; elle s'étend à la variété des jets $J^1(R^3 t, \rho^3)$. Ainsi la forme Ω_5 de degré 5 peut être remontée sur $TL_D R^3 t$. Considérée comme forme double sur $(TL_D t)\, R^3$, après sommation sur R^3, Ω_5 donne naissance à une forme Ω_2 de degré 2 de rang maximum sur $TL_D t$ dont le système associé engendre les équations du mouvement ([3]).

5. Les mêmes considérations s'appliquent à la Mécanique relativiste, qui, envisagées sous cet angle, est débarrassée des métriques introduites par la considération des variétés riemanniennes.

([1]) C. EHRESMANN, *Les prolongements d'une variété différentiable* (*IV° Congresso Matematica Taormina*, 1951, Colloque de géométrie différentielle, Strasbourg, 1953, p. 98-110).

([2]) H. CARTAN, *Colloque de topologie*, Bruxelles, 1950, Masson, Paris, p. 15-27.

([3]) F. GALLISSOT, *Ann. Inst. Fourier*, 4, 1952, p. 145-297.

AÉROÉLASTICITÉ. — *Flottement de gouverne à un degré de liberté en écoulement transsonique.* Note (*) de M. **Gabriel Coupry**, présentée par M. Maurice Roy.

On se propose d'évaluer, au moins qualitativement, l'influence de l'épaisseur et de la présence des chocs sur le flottement à un degré de liberté de gouverne en écoulement transsonique.

1. En supposant que l'écoulement dépende d'un potentiel

$$\Phi = V_0(x+\psi) \tag{1}$$

et en faisant les mêmes hypothèses simplificatrices que dans les études stationnaires bidimensionnelles d'écoulement transsonique, l'équation du potentiel de perturbation ψ s'écrit

$$\psi_{xx}\left[1-M_0^2-(\gamma+1)M_0^2\psi_x-(\gamma-1)\frac{M_0}{a_0}\psi_t\right]+\psi_{yy}-\frac{2M_0}{a_0}\psi_{xt}-\frac{1}{a_0^2}\psi_{tt}=0, \tag{2}$$

(a_0 et M_0 désignant la vitesse du son et le nombre de Mach de l'écoulement non perturbé).

2. Supposant ensuite connue une solution stationnaire $\psi_0(x, y)$ correspondant à un profil épais, symétrique, à incidence nulle, on recherche le potentiel instationnaire $\psi_1(x, y, t)$ correspondant à des oscillations transversales du profil infiniment petites par rapport à l'épaisseur. On obtient ainsi par linéarisation l'équation de type mixte :

$$\begin{aligned}\psi_{1xx}[1-M_0^2-(\gamma+1)M_0^2\psi_{0x}]-(\gamma+1)M_0^2\psi_{0xx}\psi_{1x}\\ -\frac{M_0}{a_0}(\gamma-1)\psi_{0xx}\psi_{1t}+\psi_{1yy}-\frac{2M_0}{a_0}\psi_{1xt}-\frac{1}{a_0^2}\psi_{1tt}=0,\end{aligned} \tag{3}$$

qui, avec la condition de non-réflexion à l'infini, la condition de non-décollement et, quand l'équation (3) ne reste pas purement hyperbolique en tout point, une condition de sillage, détermine $\psi_1(x, y, t)$.

3. Pour permettre la résolution de l'équation (3), on admet les hypothèses simplificatrices suivantes :

a. on suppose l'onde de choc droite de hauteur infinie partageant l'espace en deux régions;

b. dans chacune de ces régions, on remplace l'écoulement réel par un écoulement fictif pour lequel ψ_{0x} est une constante notée A^- dans la partie en amont du choc, et A^+ en aval. Cette constante est supposée être la valeur moyenne de ψ_{0x} sur le profil, multipliée par un coefficient d'atténuation $r < 1$ destiné à tenir compte de l'évanouissement de $\psi_{0x}(x, y)$ quand on s'éloigne du profil dans l'écoulement réel;

c. on admet enfin que, comme en stationnaire, la position du pied du choc est définie par la relation :

$$\psi_{yy}=0. \tag{4}$$

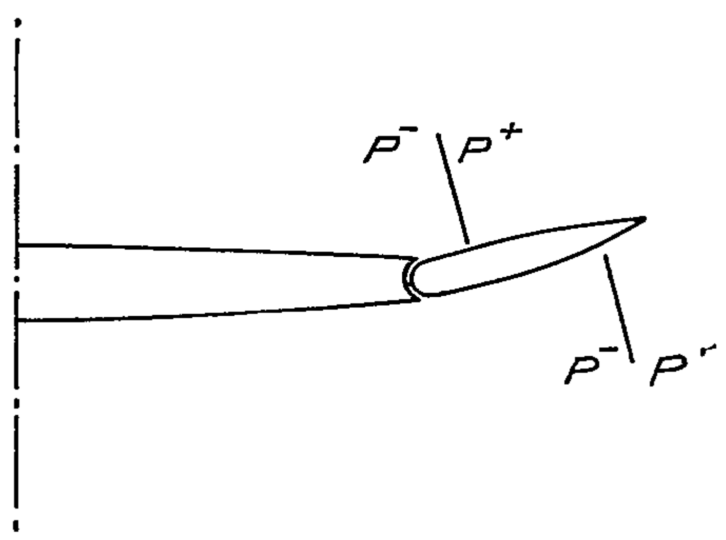
Compte tenu de ces hypothèses, on pose :

$$-K_0^2 M_0^2 = 1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 A^- \quad \text{en amont du choc,}$$
$$K_1^2 M_0^2 = 1 - M_0^2 - (\gamma + 1) M_0^2 A^+ \quad \text{en aval du choc.}$$

On démontre ensuite que, pour des oscillations sinusoïdales du volet ou du profil, on obtient rigoureusement la même équation et les mêmes conditions aux limites que dans les calculs classiques, en remplaçant le nombre de Mach de l'infini amont M_0 par un nombre de Mach fictif

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{1 - K_0^2}} \quad \text{ou} \quad \mu = \frac{1}{\sqrt{1 + K_1^2}}$$

suivant qu'on est en amont on en aval du choc, et la corde c de l'aile par une corde fictive ou apparente $c\,\mu/M_0$.



4. — Trois configurations sont alors envisagées.

1° *L'onde de choc se situe en amont du volet.* — Le volet est alors dans un écoulement franchement subsonique, et aucune hypothèse acceptable ne permet de le traiter isolément; aucun calcul ne peut donc être effectué dans ce cas. On peut simplement remarquer que, le nombre de Mach sur le volet étant sensiblement plus petit que M_0, il est probable que la tendance au flottement sera plus faible que ne l'indiqueraient les calculs classiques.

2° *L'onde de choc se situe sur le volet.* — Nous admettrons dans ce cas que les efforts sur la gouverne sont dûs essentiellement au mouvement de l'onde de choc qui crée, sur la surface qu'elle parcourt, une différence de pression importante entre extrados et intrados. Compte tenu de l'hypothèse sur le mouvement des chocs, et supposant ceux-ci suffisamment petits, le moment de charnière sur le volet sera de la forme

$$\mathcal{N} = k\psi_{1yy}(\Delta_p)_{\text{choc}}.$$

Un calcul aisé permet de déterminer la perturbation ψ_{1yy}. On vérifie alors que, dans la gamme des fréquences usuelles, l'onde de choc entraîne toujours une tendance à l'instabilité.

3° *L'onde de choc est fixée au bord de fuite.* — L'écoulement sur le volet est

alors franchement supersonique, et les coefficients aérodynamiques se calculent aisément, à partir des tables classiques, pour un nombre de Mach μ et une corde $c\mu/M_0$. Le nombre de Mach fictif μ étant sensiblement plus grand que M_0, le flottement à un degré de liberté tend alors à disparaître.

5. En conclusion de cette étude qui ne vise qu'à dégager la tendance des phénomènes de flottement à un degré de liberté en écoulement transsonique, on peut retenir que, tant que l'onde de choc reste en amont du volet, la tendance au flottement est plus faible que ne l'indiquent les calculs classiques; elle devient plus importante dès que l'onde de choc atteint le volet, et disparaît pratiquement lorsque le choc se fixe au bord de fuite.

(*) Séance du 29 avril 1957.

HYDRODYNAMIQUE. — *Étude de la couche limite dans le cas des mouvements progressifs périodiques (houles monochromatiques établies).* Note (*) de M. **Pierre Lhermitte**, transmise par M. Joseph Pérès.

La propagation, dans une nappe d'eau de profondeur constante H, d'ondes progressives périodiques monochromatiques (longueur d'onde 2L, période 2T, amplitude $2h$), entraîne sur le fond l'existence d'une couche limite, qui constitue un élément important dans l'amortissement de ces ondes et dans le transport des matériaux.

1. Nous avons *observé* la couche limite engendrée par des houles de laboratoire, par méthode colorimétrique (source de colorant sur le fond, lignes colorées sur toute la hauteur du fluide) :

1° A partir de la source colorante, on observe l'existence près du fond d'une couche de fluide intensément colorée de faible épaisseur, animée, en plus d'un mouvement oscillatoire périodique, d'une vitesse moyenne de translation dans le temps non négligeable, dans le sens de propagation de la houle. Nous noterons cette vitesse : $\overline{u}_{cl}$ (vitesse moyenne maximum dans la couche limite);

2° Les particules du fluide situées à la frontière de cette couche sont elles-mêmes animées d'un mouvement d'entraînement moyen dans le sens de propagation de la houle. Nous noterons cette vitesse $\overline{u}_e$ (vitesse moyenne dans le temps d'entraînement du fluide sain);

3° Les domaines du fluide sain, et de la couche, au contact du fond, sont nettement différenciables, les vitesses $\overline{u}_{cl}$ et $\overline{u}_e$ étant très différentes.

Dans le domaine d'application de nos expériences, nous avons trouvé que les formules empiriques suivantes traduisaient correctement le phénomène (*fig.* 1 et 2) :

$$1,6\,\overline{u}_e = \overline{u}_{cl} \qquad \text{et} \qquad \overline{u}_{cl} = \frac{1}{140}\,u_f^{3,6},$$

u_f étant la vitesse théorique maximum du fluide près du fond, d'après les équations classiques de la houle et les vitesses étant exprimées en centimètres par seconde;

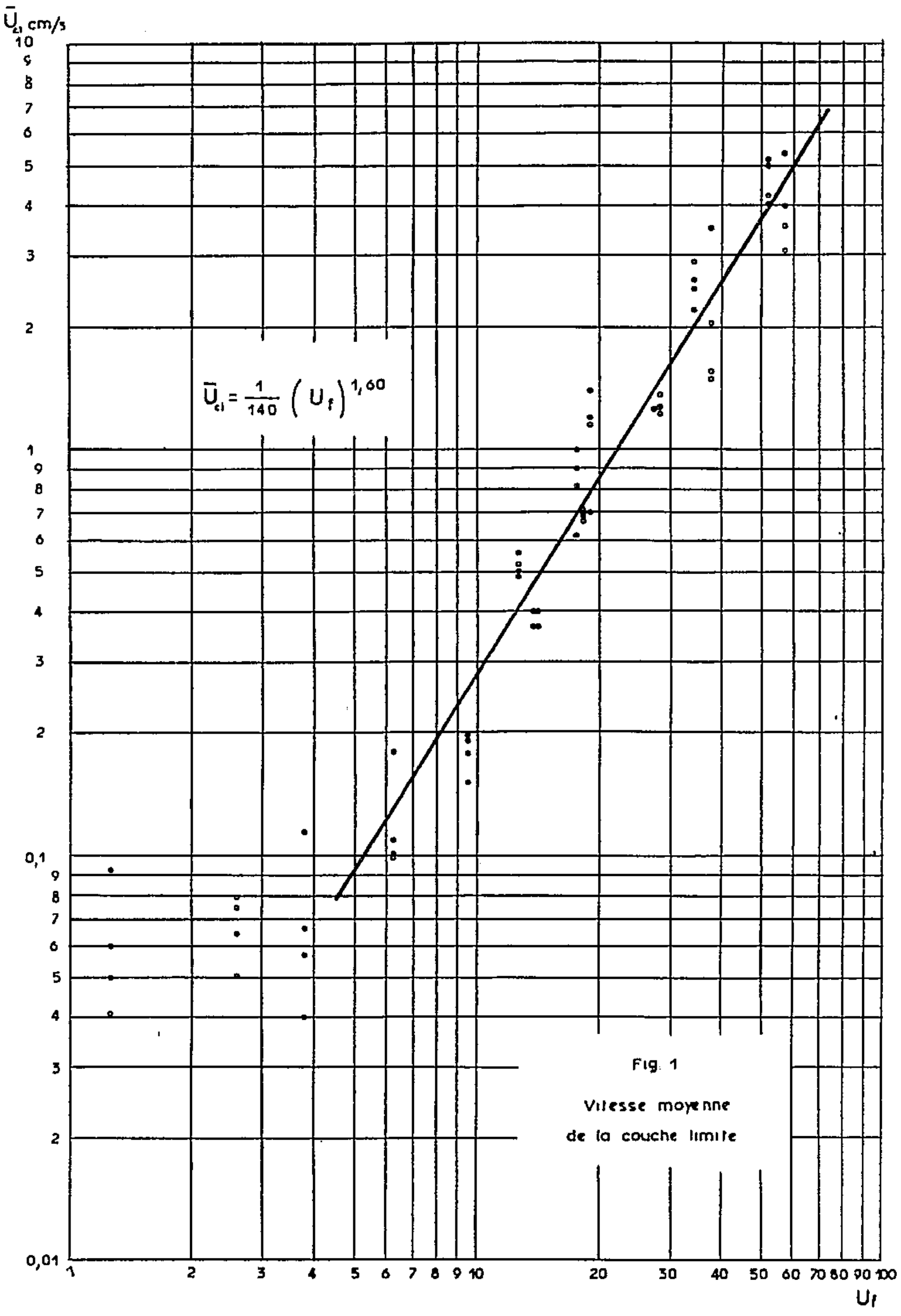


Fig. 1
Vitesse moyenne de la couche limite

4° Cette couche limite ainsi mise nettement en évidence par colorimétrie a une épaisseur variable périodiquement : on a l'impression que la couche colorée « respire », à la même fréquence que celle du mouvement du fluide sain;

5° On observe également, pour certaines caractéristiques des houles, des décollements de la couche limite, avec formation de cornes caractéristiques, au cours de la phase du mouvement correspondant à la décrois-

sance de la vitesse instantanée horizontale, de sens opposé à celui du sens de propagation des ondes.

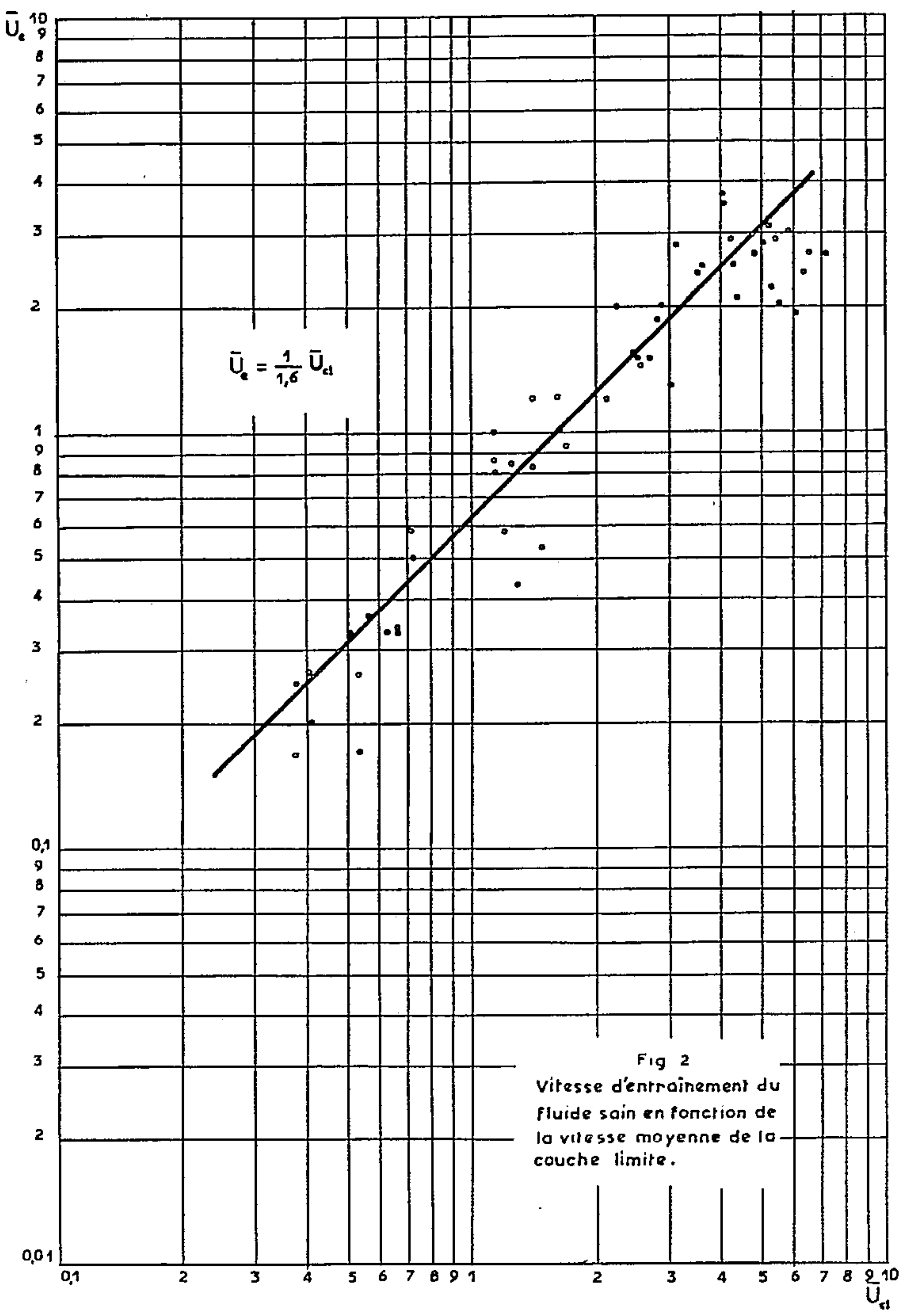


Fig 2. Vitesse d'entraînement du fluide sain en fonction de la vitesse moyenne de la couche limite.

2. *D'un point de vue théorique* il est possible d'expliquer qualitativement ces divers phénomènes. En effet, les mouvements considérés entraînent l'existence à la frontière de la couche limite :

— d'une part, d'un gradient de vitesse dans le temps $\partial u/\partial t$ et, par conséquent, d'un gradient de pression $\partial p/\partial x$ de la forme $k\cos(bt - ax)$;

— et, d'autre part, d'une double périodicité du mouvement dans le temps et dans l'espace qui introduit l'influence du gradient de vitesse verticale et du gradient de vitesse horizontale qui lui est lié (équation d'incompressibilité). Ce gradient de vitesse est de la forme $k' \sin(bt - ax)$.

L'influence de ces facteurs sur les caractéristiques de la couche limite varie au cours de la période du mouvement. Nous avons figuré sur la figure 3 la valeur de l'épaisseur δ de la couche limite et du profil des vitesses u/u_δ tel qu'on peut les prévoir en tenant compte qualitativement de l'effet de ces facteurs.

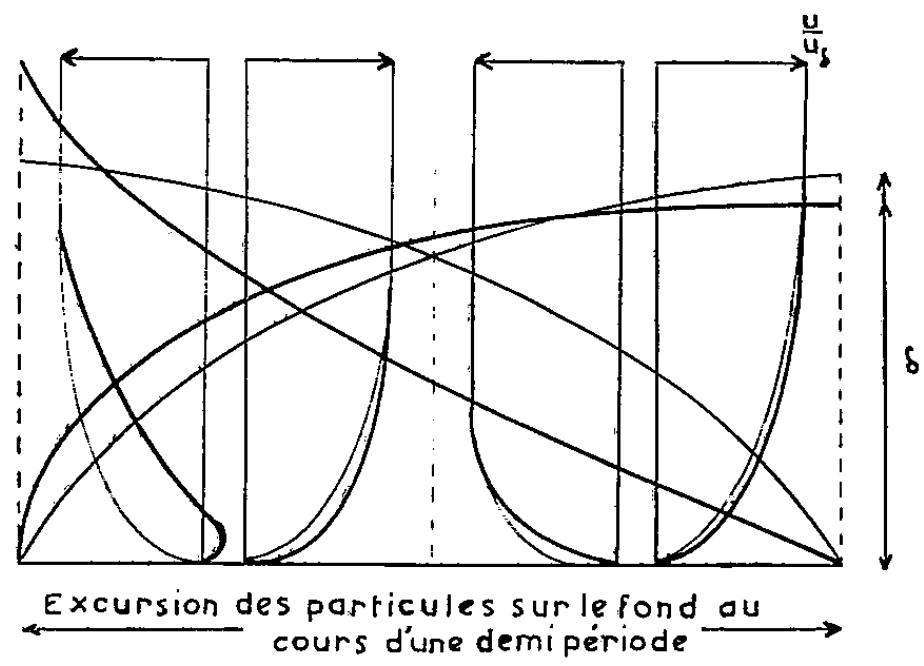


Fig. 3. — Épaisseur de la couche limite et profils des vitesses.

——— Cas de la plaque plane; ——— Cas des houles.

δ, épaisseur de la couche limite; $\frac{u}{u_\delta}$, profil des vitesses.

Au cours d'une période du mouvement progressif, on constate une dissymétrie, tant de l'épaisseur de la couche limite, δ, que du profil des vitesses, u/u_δ; il doit donc en résulter, sur une faible épaisseur, au maximum égale à la plus grande valeur de δ, un courant *moyen* du fluide dirigé dans le sens de propagation de la houle conformément à nos observations.

(*) Séance du 29 avril 1957.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *L'approximation du quatrième ordre dans le calcul numérique des systèmes de révolution.* Note (*) de M. **Émile Durand**, présentée par M. Louis de Broglie.

De nombreuses grandeurs physiques associées aux systèmes de révolution en équilibre, sont régies par une équation aux dérivées partielles du type

$$\left\{\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{k}{r}\frac{\partial}{\partial r}\right\}\psi(r, z) = f(r, z), \tag{1}$$

où r et z sont les coordonnées cylindriques d'un point du système; par exemple en électrostatique, on a $k = 1$ pour le potentiel, $k = -1$ pour le flux et $k = 0$ pour les systèmes plans.

Quand la fonction $f(r, z)$ est donnée, le plus souvent nulle, on peut trouver la solution de (1) pour des valeurs données de ψ sur les limites, par la méthode des itérations successives (1). Pour cela on remplace d'abord les dérivées qui se trouvent dans (1) par des différences finies; si l'on se limite aux termes du second ordre dans cette approximation on a des équations relativement simples que l'on trouve dans l'Ouvrage déjà cité de l'auteur. L'inconvénient de ces formules, c'est qu'elles exigent de nombreux points dans le quadrillage qui recouvre le domaine, ce qui diminue considérablement la convergence du processus et introduit des erreurs de proche en proche qui obligent à prendre un nombre prohibitif de chiffres significatifs supplémentaires dans les calculs.

Avec le développement des machines à calculer automatiques, travaillant d'après un programme fixé à l'avance, il n'est pas plus difficile d'opérer avec des formules plus complexes mais plus précises; ceci rend possible la diminution du nombre des points et supprime tous les inconvénients précédents. C'est pourquoi nous allons donner l'expression générale de l'équation (1) sous forme de différences finies, à l'approximation du quatrième ordre ([2]).

Commençons par développer $\psi(r, z)$ en série de Taylor au voisinage du point r_0, z_0 numéroté zéro sur la figure 1 *a* et jusqu'aux termes du quatrième ordre, soit

$$
\begin{aligned}
\psi = {} & \psi_0 + \partial_z \psi_z^{(1)} + \partial_r \psi_r^{(1)} + \frac{\partial_z^2}{2}\psi_{z^2}^{(2)} + \partial_z \partial_r \psi_{zr}^{(2)} + \frac{\partial_r^2}{2}\psi_{r^2}^{(2)} \\
& + \frac{\partial_z^3}{6}\psi_{z^3}^{(3)} + \frac{\partial_z^2 \partial_r}{2}\psi_{z^2 r}^{(3)} + \frac{\partial_z \partial_r^2}{2}\psi_{z^2 r}^{(3)} + \frac{\partial_r^3}{6}\psi_{r^3}^{(3)} \\
& + \frac{\partial_z^4}{24}\psi_{z^4}^{(4)} + \frac{\partial_z^3 \partial_r}{6}\psi_{z^3 r}^{(0)} + \frac{\partial_z^2 \partial_r^2}{4}\psi_{z^2 r^2}^{(4)} + \frac{\partial_z \partial_r^3}{6}\psi_{z^3 r}^{(4)} + \frac{\partial_r^4}{24}\psi_{r^4}^{(4)},
\end{aligned}
\tag{2}
$$

en posant

$$\partial_z = z - z_0, \qquad \partial_r = r - r_0.$$

En écrivant (2) pour les huit points 1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8 (*fig.* 1 *a*) qui entourent le point 0, on a huit équations linéaires faisant intervenir les quatorze dérivées partielles $\psi_r^{(1)}\psi_z^{(1)}$, $\psi_{r^2}^{(2)}\psi_{rz}^{(2)}\psi_{z^2}^{(2)}$, $\psi_{r^3}^{(3)}\psi_{r^2z}^{(3)}\psi_{rz^2}^{(3)}\psi_{z^3}^{(3)}$, $\psi_{r^4}^{(4)}\psi_{r^3z}^{(4)}\psi_{r^2z^2}^{(4)}$, $\psi_{rz^3}^{(4)}$, $\psi_{z^4}^{(4)}$.

On obtient six autres relations entre ces dérivées en dérivant (1), qui, avec ces notations s'écrit

$$\psi_{z^2}^{(2)} + \psi_{r^2}^{(2)} + kr^{-1}\psi_r^{(1)} = f. \tag{3}$$

On a donc un système de 14 équations pour déterminer les quatorze inconnues que sont les dérivées partielles. Ce qui nous intéresse ici, c'est surtout le calcul des trois dérivées qui se trouvent dans (3).
Des huit premières équations du type (2) on tire directement $\psi_{rz^2}^{(3)}$ et $\psi_{r^2z^2}^{(4)}$ soit

$$2h^3\psi_{rz^2}^{(3)} = (2\psi_4 + \psi_5 + \psi_6) - (2\psi_2 + \psi_7 + \psi_8), \tag{4}$$

$$h^4\psi_{r^2z^2}^{(4)} = (\psi_5 + \psi_6 + \psi_7 + \psi_8) - 2(\psi_1 + \psi_2 + \psi_3 + \psi_4) + 4\psi_0. \tag{5}$$

En dérivant (3) une fois et deux fois par rapport à r, on obtient

$$\psi^{(3)}_{r^3} + kr^{-1}\psi^{(2)}_{r^2} - kr^{-2}\psi^{(1)}_{r} = \partial_r f - \psi^{(3)}_{rz^2}, \tag{6}$$

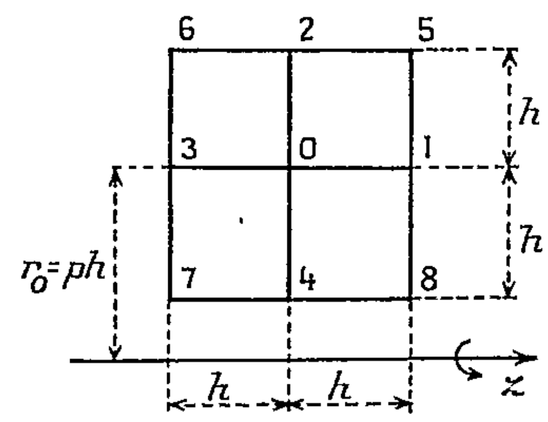
$$\psi^{(4)}_{r^4} + kr^{-1}\psi^{(3)}_{r^3} - 2kr^{-2}\psi^{(2)}_{r^2} + 2kr^{-3}\psi^{(1)}_{r} = \partial^2_r f - \psi^{(4)}_{r^2z^2}. \tag{7}$$

Des huit premières équations on tire aussi les deux relations

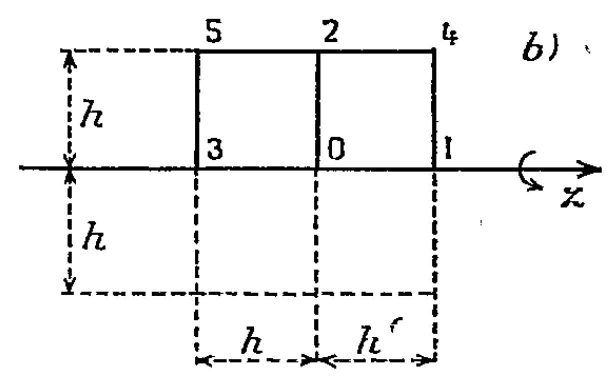
$$h^3\psi^{(3)}_{r^3} + 6h\,\psi^{(1)}_{r} = 3(\psi_2 - \psi_4). \tag{8}$$

$$h^4\psi^{(4)}_{r^4} + 12h^2\psi^{(2)}_{r^2} = 12(\psi_2 + \psi_4 - 2\psi_0). \tag{9}$$

Avec (6), (7), (8), (9), on a quatre équations pour déterminer les quatre inconnues $\psi^{(1)}_{r}$, $\psi^{(2)}_{r^2}$, $\psi^{(3)}_{r^3}$, $\psi^{(4)}_{r^4}$ et en particulier $\psi^{(1)}_{r}$ et $\psi^{(2)}_{r^2}$ qui nous intéressent.



a)



b)

De même en dérivant (3) deux fois par rapport à z, on obtient

$$\psi^{(4)}_{z^4} = \partial^2_z f - kr^{-1}\psi^{(3)}_{rz^2} - \psi^{(4)}_{r^2z^2} \tag{10}$$

et en portant cette expression de $\psi^{(4)}_{z^4}$ dans la relation suivante que l'on tire des huit premières équations du type (2), soit

$$h^4\psi^{(4)}_{z^4} + 12h^2\psi^{(2)}_{z^2} = 12(\psi_1 + \psi_3 - 2\psi_0), \tag{11}$$

on obtient la dérivée $\psi^{(2)}_{z^2}$.

En portant les expressions $\psi^{(1)}_{r}$, $\psi^{(2)}_{r^2}$, $\psi^{(2)}_{z^2}$ ainsi obtenues dans (3), on aboutit à l'expression cherchée

$$\begin{aligned}
120p[8p^2 + k(k+2)]\psi_0 = {} & 12p[16p^2 + k(k+6)](\psi_1 + \psi_3) \\
& + 2[96p^3 + 48kp^2 + 6k(3k+2)p + k(5k^2 + 10k + 8)]\psi_2 \\
& + 2[96p^3 - 48kp^2 + 6k(3k+2)p - k(5k^2 + 10k + 8)]\psi_4 \\
& + [48p_3 + 24kp^2 + 6k(k+2)p + k(k^2 + 8k + 4)](\psi_5 + \psi_6) \\
& + [48p^3 - 24kp^2 + 6k(k+2)p - k(k^2 + 8k + 4)](\psi_7 + \psi_8) \\
& - 6p[12p^2 + k(k+4)]h^2 f - 8k[3p^2 + k + 1]h^3\partial_r f \\
& - 4p[6p^2 + k(k+1)]h^4\partial^2_r f - 2p[12p^2 + k(k+4)]h^4\partial^2_z f.
\end{aligned}$$

Si $f = 0$, on voit que l'on a une expression du type

$$a_0\psi_0 = \sum_{i=1}^{8} a_i\psi_i, \qquad \text{avec} \qquad \sum_{i=1}^{8} a_i = a_0. \tag{13}$$

Pour la fonction potentiel $V(r, z)$ en dehors des charges, on a $k = 1$ et les

coefficients a_i s'écrivent

$$(14)\quad \begin{cases} a_0 = 120p(8p^3+3), & a_2 = 2[96p^3+48p^2+30p+23], \\ a_1 = a_3 = 12p(16p^2+7), & a_4 = 2[96p^3-48p^2+30p-23], \\ a_5 = a_6 = [48p^3+24p^2+18p+13], & \\ a_7 = a_8 = [48p^3-24p^2+18p-13]. & \end{cases}$$

Pour la fonction flux $F(r, z)$ on a $k = -1$ et les coefficients deviennent

$$(15)\quad \begin{cases} b_0 = 40p(8p^2-1), & b_2 = 2[32p^3-16p^2+2p-1], \\ b_1 = b_3 = 4p(16p^2-5), & b_4 = 2[32p^3+16p^2+2p+1], \\ b_5 = b_6 = [16p^3-8p^2-2p+1], & \\ b_6 = b_8 = [16p^3+8p^2-2p-1]. & \end{cases}$$

La formule (13) n'est pas valable pour $p = 0$, c'est-à-dire pour un point sur l'axe de révolution. Il faut reprendre entièrement le calcul sur d'autres bases et l'on trouve (*fig.* 1 *b*)

$$(16)\qquad 58V_0 = 7(V_5+V_6)+5(V_1+V_3)+34V_2-12h^2f-h^4\partial_z^2 f-\frac{3}{2}h^4\partial_r^2 f.$$

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Voir* par exemple, E. DURAND, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson, Paris, 1953.

(2) Une formule a été donnée par Shortley, Weller, Darby, Gamble (*J. Appl. Phys.*, 18, 1947, p. 116); mais elle ne fait intervenir que quatre points voisins du point considéré et aggrave plutôt qu'elle n'améliore la formule du second ordre. La formule que nous allons établir fait intervenir huit points voisins et apporte une amélioration considérable dans les résultats.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Remarques sur certaines corrections spectrales relativistes concernant les noyaux spatialement étendus.* Note (*) de M. **Théophile T. Vescan** et Mme **Georgette Ioniță-Bârsan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les considérations relativistes classiques de Sommerfeld, Dirac et Darwin sur les lignes spectrales utilisent des modèles assez simples, des charges ponctuelles.

En supposant que le noyau $Z\varepsilon$ est une sphère électrisée, de rayon R et en rotation rapide (de vitesse $\vec{\omega}$), nous avons montré (1), que le mouvement d'une masse m_0 dans son champ est caractérisé par une métrique relativiste, donnée par

$$(1)\quad \begin{aligned} ds^2 \cong {} & c^2\left\{1-\left[\frac{Z}{r}+\frac{R}{2r^2}-\frac{R}{2(r^2-R^2)}\right]\lambda\right\}dt^2+\frac{8Z\varepsilon^2R^2}{5m_0c^2r^3}(x\,dy-y\,dx)\,dt \\ & -\left\{1+\lambda\left[\frac{Z}{r}+R\left(\frac{1}{2r^2}-\frac{1}{2(r^2-R^2)}\right)\right]\right\}(dx^2+dy^2+dz^2); \qquad \text{avec}\quad \lambda=\frac{2\varepsilon^2}{m_0c^2}. \end{aligned}$$

Pour étudier le mouvement d'un électron ponctuel dans le champ, dont la

métrique est donnée par (1), nous pouvons écrire les extrémales, satisfaisant aux conditions $\delta\int ds = 0$ et l'on arrive ainsi à la constatation, que la force pondéromotrice, agissant entre la sphère conductrice en rotation et l'électron ponctuel est donnée par

$$(2)\qquad \vec{f} \cong m_0 A \left\{ \frac{Z}{r^2} + \left[\frac{1}{r^3} - \frac{r}{(r^2 - R^2)^2} \right] R \frac{\lambda c^2 \vec{r}}{r} + B\,\omega^2 \frac{Z\varepsilon^2 \vec{v} \times \vec{k}}{c^2 r^3} + C \frac{Z\varepsilon^2 \omega^2 \dot{r}\,.\,\vec{r} \times \vec{k}}{r^4} \right\},$$

A, B et C étant des coefficients numériques dont les valeurs approximatives et les dimensions, dans le système C. G. S. sont $1/2^2$ (sans dimensions); $8/5\ \mathrm{cm}^2.\mathrm{s}$, respectivement $3\ \mathrm{s}^3$.

En supposant, maintenant que l'hamiltonien du mouvement est donné par

$$(3)\qquad H = m_0 c^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right] - \frac{Z\varepsilon^2}{r} - \frac{\varepsilon^2 R}{2 r^2} + \frac{\varepsilon^2 R}{2(r^2 - R^2)} + \frac{1}{2}(I + J)\,\omega^2 = E$$

avec

$$\vec{S} = J\vec{\omega}, \qquad \vec{S} = \frac{2 Z\varepsilon}{3Rc}\mathfrak{M} \qquad \text{et} \qquad \vec{S} = \frac{2 Z^2 \varepsilon^2 R}{9 c^2}\vec{\omega};$$

$\vec{S}$ étant le moment cinétique total du noyau tournant, on peut écrire, aisément, les conditions de quantification de Sommerfeld-Wilson et l'on arrive ainsi, après un calcul assez pénible à l'expression suivante de l'énergie totale de l'atome considéré :

$$(4)\qquad E_{n,k,m} \cong -\frac{2\pi^2 m_0 Z^2 \varepsilon^4}{h^2 n^2} \left\{ 1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{4 n^2}\left[1 + \frac{4 n'}{k} \right] + \frac{\alpha^4 Z^2}{8 n^2}\left[1 + \frac{6 n'}{k} + \frac{12 n'^2}{k^2} + \frac{2 n'^3}{k^3} \right] - \frac{2\omega^2 R^2}{10 c^2}\left[1 + \frac{\alpha^2 Z^2}{n^2} n'^2 \right] \right\};$$

n, k, m étant les nombres quantiques; $n' = n_r$, nombre quantique radial, les notations étant, en général, classiques.

Dans le cas de la raie H_α de l'hydrogène, cette formule, nous donne une distance des composantes du doublet de $0{,}3325\ \mathrm{cm}^{-1}$ (avec $\omega \cong c/R$), tandis que la formule de Sommerfeld, qui ne contient pas le terme complémentaire en ω^2, nous donne $0{,}3651\ \mathrm{cm}^{-1}$ et les observations bien connues de Fabry et Buisson $0{,}3060\ \mathrm{cm}^{-1}$. L'accord est donc meilleur, avec notre formule (4), qui n'utilise pas, cependant, directement, la théorie de Dirac. En même temps, la méthode est susceptible de la même critique que la théorie de Sommerfeld.

Mais rien n'empêche l'utilisation conséquente de la théorie de Dirac.

On sait, que le système des équations de Dirac

$$(5)\qquad \left\| \begin{matrix} P_4 + m_0 c & 0 & P_3 & P_1 - iP_2 \\ 0 & P_4 + m_0 c & P_1 + iP_2 & -P_3 \\ P_3 & P_1 - iP_2 & P_4 - m_0 c & 0 \\ P_1 + iP_2 & -P_3 & 0 & P_4 - m_0 c \end{matrix} \right\| \cdot \left\| \begin{matrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \\ \Psi_3 \\ \Psi_4 \end{matrix} \right\| = 0,$$

où

$$P_j = \frac{\hbar}{j}\nabla_j + \frac{\varepsilon}{c}A_j \qquad (\text{avec } j = 1, 2, 3) \qquad \text{et} \qquad P_4 = -\frac{\hbar}{ic}\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\varepsilon}{c}V;$$

conduit, dans l'hypothèse $\vec{A} = 0$, à un système de solutions de la forme

$$(6) \qquad \Psi_k = C_k e^{-\frac{i}{\hbar}Et} e^{im_k\varphi} P_{l_k}^{|m_k|}(\cos\theta) R_k(r) \qquad (k = 1, 2, 3, 4).$$

Les fonctions R_k satisfont aux équations connues :

$$(7) \qquad \begin{cases} \left(C^2 + \frac{\varepsilon}{\hbar c}V\right)R_1 + R'_3 - \frac{l}{r}R_3 = 0 & (R_1 = R_2), \\ \left(D^2 - \frac{\varepsilon}{\hbar c}V\right)R_3 + R'_1 + \frac{l+2}{r}R_1 = 0 & (R_3 = R_4), \end{cases}$$

où

$$C^2,\ D^2 \equiv \pm\left[\frac{E}{c} \pm m_0 c\right]\frac{1}{\hbar},$$

avec les conditions

$$(8) \qquad \begin{cases} C_1 = C_2, \quad C_3 = C_4\frac{l+m+1}{m-1}, \quad j = l \pm \frac{1}{2} \quad \text{et} \quad |m| \leqq l; \\ l_1 = l+1, \quad l_2 = l+1, \quad l_3 = l, \quad l_4 = l; \\ m_1 = m, \quad m_2 = m+1, \quad m_3 = m, \quad m_4 = m+1. \end{cases}$$

En supposant que l'énergie potentielle est donnée par la formule

$$(9) \qquad W \doteq -\varepsilon V = \frac{Z\varepsilon^2}{r} + \frac{\varepsilon^2 R}{2r^2} - \frac{\varepsilon^2 R}{2(r^2 - R^2)}$$

qui exprime ([3]), l'interaction électrostatique entre le noyau sphérique et la charge ponctuelle (compte tenu de l'influence électrique), on arrive, finalement, par la résolution approximative du système (7), suivant une méthode de K. I. Laticheva ([4]), à une correction spectrale

$$(10) \qquad \Delta\nu_{s,p} \cong \frac{\alpha}{R}\left\{\sqrt[3]{\frac{\beta_s+1}{\beta_s(2\beta_s+1)}} - \sqrt[3]{\frac{\beta_p+1}{\beta_p(2\beta_p+1)}}\right\},$$

avec

$$\beta(\beta-1) + \alpha^2 Z^2 = l^2 + 3l + 2;$$

qui exprime un déplacement du niveau $2^2S_{1/2}$ par rapport au niveau $2^2P_{1/2}$ de $0,17^{-2}\,\text{cm}^{-1}$, tandis que le déplacement entier est $3,2.10^{-2}\,\text{cm}^{-1}$. Ainsi, l'extension spatiale du noyau contribue, d'après les prévisions d'Ivanenko et Sokolov ([5]) d'une façon appréciable, au déplacement des niveaux de l'atome d'hydrogène, qui est explicable, naturellement, entièrement, seule à l'aide de l'électrodynamique quantique.

Nos remarques délimitent d'une façon plus précise la valabilité des considérations quantiques et relativistes classiques, sans avoir la prétention de substituer ces résultats à ceux de la théorie de Dirac pour la première remarque,

d'une part, et ceux de Schwinger et Feynman, d'autre part, en ce qui concerne surtout la seconde remarque, la validité de leurs théories devenant ainsi plus évidente.

(*) Séance du 24 avril 1957.
(1) T. T. VESCAN, *Comm. Acad. R. P. R.*, 6, nº 2, 1956, p. 261.
(2) T. T. VESCAN et G. IONIŢĂ, *Annales scientif. de l'Université de Jassy*, 1, 1re série, fasc. 1/2, 1955, p. 190.
(3) T. T. VESCAN, EL. MIHUL et G. IONIŢĂ, *Studii şi cercetări ştiinţifice. S. mat. fiz. chim. techn. Iaşi*, 6, 1955, p. 226.
(4) *Anal. Rom. Sov. S. mat. fiz.*, 1954, fasc. 4, p. 116.
(5) *Kvantovaia teoria polia*, Moscou, 1952, 2, chap. IV, § 46, p. 450-453.

(*Chaire de physique théorique, Université de Jassy, Roumanie.*)

MÉTROLOGIE. — *Les propriétés régularisatrices de la pondération binomiale.* Note de M. **PIERRE VERNOTTE**, présentée par M. Albert Pérard.

La méthode de régularisation d'un tracé expérimental antérieurement indiquée par l'auteur étant d'une utilisation souvent impossible, on obtient, en pondérant par les coefficients du binome l'ordonnée à régulariser et celles qui l'encadrent, un résultat plus aisé, presque aussi parfait et plus général.

Nous avons insisté (1) sur l'absolue nécessité de n'exploiter l'expérience qu'à partir de ses données brutes, la régularisation des points introduisant un élément subjectif tendancieux : on n'a donc pas à lisser par principe les courbes expérimentales; c'est le résultat final seul qui doit être régularisé (à partir de l'ensemble des données) parce que cela ne peut plus entraîner de conséquence dangereuse. Il n'en demeure pas moins que l'aberration des données brutes peut être telle, par exemple lors du calcul de la dérivée expérimentale (2), que toute exploitation serait impossible sans de premières retouches. Et quand il s'agit de phénomènes encore peu connus, il ne peut être question — une théorie interprétative faisant encore défaut — d'expliciter une loi ou des paramètres doués de signification physique, et tout ce qu'on peut faire alors, c'est de préciser, de façon non artificielle, le tracé de la courbe expérimentale. En tout état de cause, quelque retouche qu'on ait à faire, une procédure quelconque ne serait pas raisonnable, et l'appareil enregistreur, malgré ses avantages, ne résout pas la question lui non plus parce que, outre la déformation qu'il fait subir de par ses propriétés caractéristiques, il introduit par lui-même une sorte de dirigisme.

Le problème du lissage, qu'il ne faut pas confondre, par principe, avec celui de l'exploitation des données (détermination la plus sûre possible d'un caractère de la courbe expérimentale ayant une interprétation précise), se pose donc. On est tenté de le résoudre en remplaçant chaque donnée

brute (au point expérimental M) par une combinaison linéaire d'ordonnées voisines, mais cela, comme nous l'avons montré [3], du fait que l'opération entraîne une déformation systématique proportionnelle à la courbure, introduit dans le résultat une ondulation artificielle que sa lenteur pourrait faire croire objective.

Dans une Note précédente [4] nous avons indiqué (les ordonnées sont supposées équidistantes) une combinaison linéaire ne présentant pas cet inconvénient car, respectant parfaitement la forme de la courbe expérimentale autour de M, elle est insensible à tout effet de courbure. Mais cette perfection peut n'être que théorique, à cause de la pauvreté toujours trop grande du document expérimental [qui rend irrémédiable la dispersion des points [2]]. La base du calcul est en effet la détermination d'un arc du second degré par lequel on stylise un tronçon de la courbe expérimentale, et cela exige la détermination locale, dissimulée mais effective, de trois coefficients, opération peu sûre.

Aussi revenons-nous à la méthode de la « pondération binomiale » que nous avions recommandée [5] pour la solution du problème, mathématiquement voisin, de la détermination rapide d'une limite malgré de persistantes oscillations d'amplitude notable. Elle consiste à pondérer symétriquement les ordonnées voisines par les coefficients du binome C_p^i; il y a n points intéressés. Pratiquement, cela revient à former le tableau de sommation successive en s'arrêtant aux sommes d'ordre p, et divisant par 2^p les éléments de la $p^{\text{ième}}$ colonne ($p \leqslant n$). La raison profonde de l'efficacité de cette pondération [6] est que, par la sommation, la partie régulière de la donnée est considérablement exaltée, tandis que les valeurs absolues des constituants alternés supposés représenter la partie irrégulière apparaissent seulement par leurs différences successives. (Si l'irrégularité est plus profonde et tient à l'influence d'oscillations d'amplitude notable et de fréquence moins grande, la pondération joue effectivement beaucoup moins bien.)

L'ordonnée régularisée ainsi calculée (très facilement) est légèrement incorrecte parce que la méthode est légèrement sensible à l'erreur due à la courbure dont nous parlions plus haut; mais, cette fois, l'erreur tend rapidement vers zéro quand augmente l'ordre p; et cela tient à ce que sont prises surtout en considération les ordonnées les plus voisines de celles du point M. Les sommes d'ordre p ne sont plus qu'au nombre de $n - p$. Si la pondération a été efficace, elles sont d'allure régulière et une extrapolation, alors possible et efficace par les formules de la théorie des différences, permet de reconstituer les p données manquantes.

Une oscillation présente dans la donnée est considérablement amortie si sa période est faible (cas de celles qui représentent l'erreur accidentelle), et très modérément amortie si sa période est moyenne. Ces propriétés théo-

riques permettent de mettre en évidence une oscillation existant naturellement dans la donnée et pratiquement dissimulée par les erreurs accidentelles : lorsqu'on augmente progressivement l'ordre p de sommation, on voit nettement se détacher une perturbation d'amplitude lentement décroissante mais de période constante.

C'est ainsi que, calculant des expériences préliminaires (souvent les plus instructives) effectuées au Bureau International des Poids et Mesures en vue de la détermination de g par l'accélération de la chute d'une règle dans le vide (le vide était alors insuffisant), nous avons vu apparaître, dans les pondérées d'ordre 5, bien régularisées, une fine oscillation gardant encore les mêmes caractères dans les pondérées d'ordre 11, oscillation due à l'instabilité du mouvement de chute, attribuable, selon les lois de l'aérodynamique, à la persistance d'une résistance de l'air.

(1) *Cf.*, par exemple, *Publ. Scient. Techn. Min. Air* (*P. S. T.*), n° 319, 2e partie, chap. VII, § A.
(2) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1966.
(3) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1866.
(4) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1697.
(5) *P. S. T.*, n° 238, § 7, 1.
(6) *P. S. T.*, n° 319, 2e partie, chap. III, § C.

MAGNÉTISME. — *Surstructures d'orientation dans les alliages fer-nickel.* Note (*) de M. **Eric Tapley Ferguson**, transmise par M. Louis Néel.

L'anisotropie uniaxiale induite dans les alliages fer-nickel par un recuit dans un champ magnétique a été déterminée en fonction de la composition de l'alliage, de la température et de la durée du recuit.

L'apparition d'une anisotropie uniaxiale dans les alliages binaires ferromagnétiques recuits dans un champ magnétique a été expliquée par L. Néel (1) et S. Taniguchi (2) en supposant que l'énergie d'une liaison entre deux atomes proches voisins dépend de l'angle entre la direction de la liaison et l'aimantation. Pendant le recuit, les atomes se redistribuent sur le réseau, et les différentes espèces de liaisons prennent des distributions anisotropes. Cette « surstructure d'orientation » peut être conservée en faux équilibre à la température ambiante par une trempe.

Nous avons étudié des alliages Fe-Ni contenant 20, 30, 40 et 50 % en poids de Fe, avec addition de 0,5 % de Mn. Les échantillons polycristallins avaient une structure initiale presque isotrope. Le traitement comprend : 1° un chauffage préalable au-dessus du point de Curie T_c, pour effacer le traitement précédent. 2° Un recuit pendant une durée t à une température T, maintenue à 1° C près, l'échantillon étant saturé par un champ magnétique. 3° une

trempe brutale d'environ 30° C par seconde, en maintenant le champ. Pour éliminer l'influence de l'anisotropie magnétocristalline résiduelle, on fait deux traitements successifs en saturant l'échantillon dans deux directions perpendiculaires, et on mesure chaque fois l'anisotropie à température ambiante au moyen d'une balance de torsion. Par différence, on obtient E(T, t), l'énergie d'anisotropie uniaxiale produite par un seul traitement. Les méthodes de mesure ont été développées par C. Weddigen ([3]), ([4]).

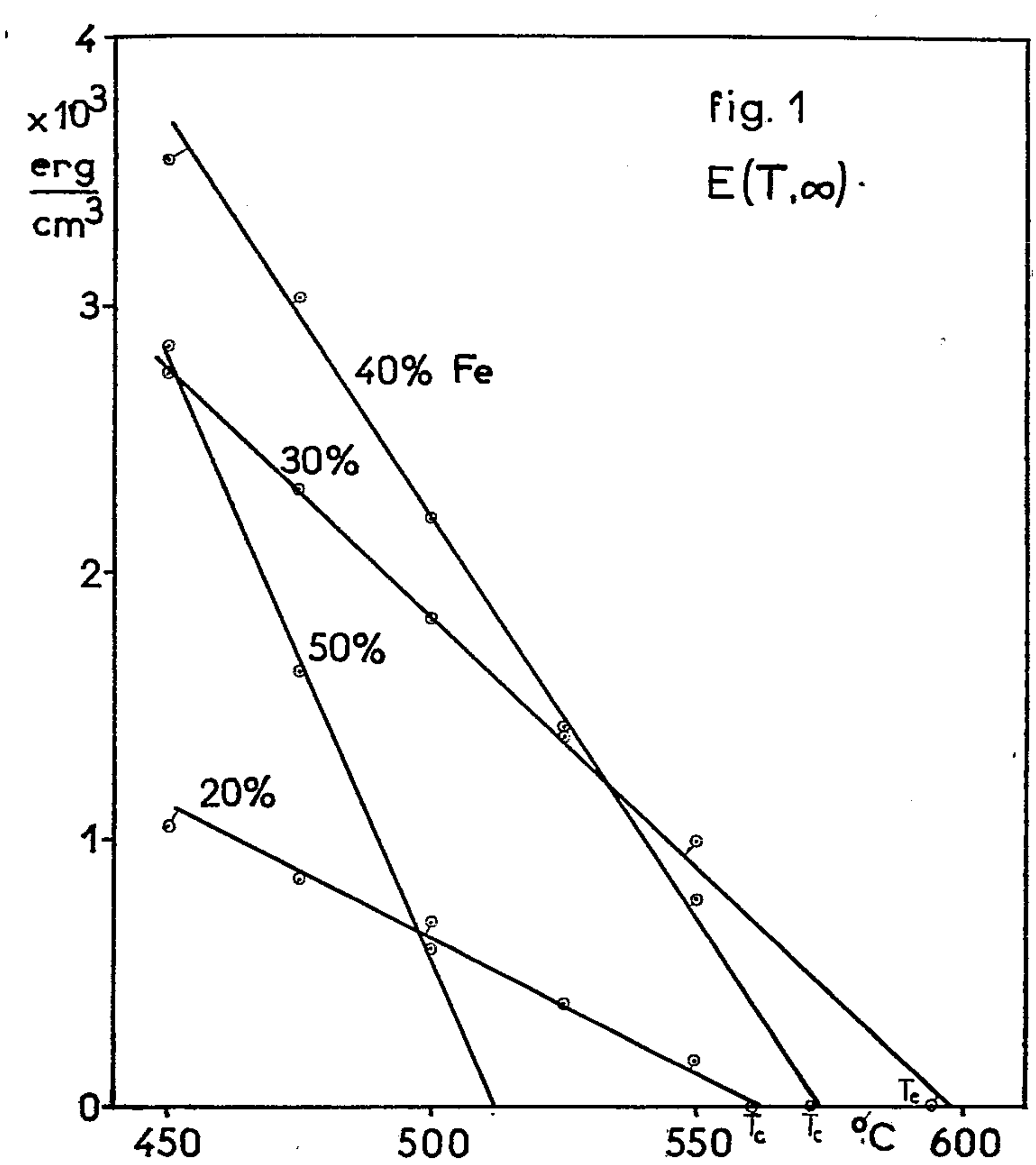
Pour chaque alliage, les résultats sont bien représentés par

$$E(T, t) = E(T, \infty)\left\{1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)\right\},$$

où la constante de temps τ est donnée par

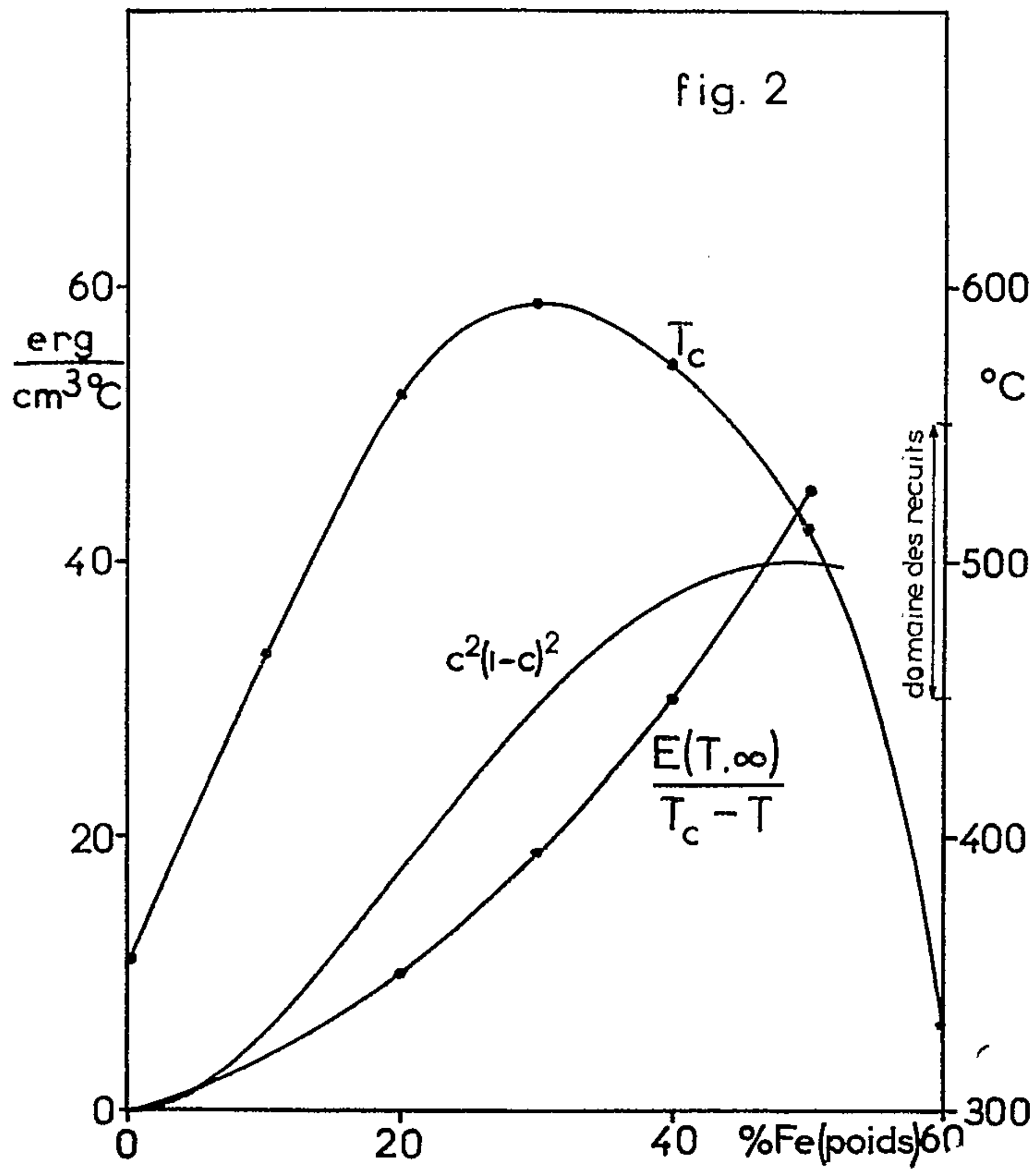
$$\tau = A \exp\left(-\frac{T_0}{T}\right).$$

Pour tous les alliages étudiés les valeurs de T_0, correspondant à l'énergie d'activation, sont voisines de 35 000° K; τ est de l'ordre de 30 s à 550° C et de 10 000 s à 450° C.



Sur la figure 1, on voit que, pour chaque alliage, E(T, ∞) est proportionnel à (T_c — T). Ce résultat est en accord avec la théorie qui prévoit

notamment que l'anisotropie est proportionnelle à $T^{-1} J_s^2$ (2) ou à $\lambda_s T^{-1}$ (1). D'ailleurs, les mesures récentes à haute température (4), (5), (6) ont montré que la magnétostriction à saturation λ_s est à peu près proportionnelle à J_s^2 ou à $(T_c - T)$. Le domaine des mesures est trop étroit pour vérifier l'influence du facteur T^{-1}.



Sur la figure 2 sont portées les valeurs de $E(T, \infty)/(T_c - T)$, en fonction de la concentration. La théorie de Néel (1) prévoit une variation proportionnelle à $c^2(1 - c^2)$, où c est la concentration *atomique* en fer. L'écart entre les valeurs mesurées et cette courbe montre que les autres facteurs intervenant dans cette théorie — les variations de λ_s et des constantes élastiques avec c, et la non-idéalité de la solution solide — ont une influence non négligeable.

Une formation d'une phase ordonnée $FeNi_3$ se traduirait par un abaissement de l'anisotropie induite. On n'en retrouve aucune trace, car la plus basse température de traitement, 450° C, était encore trop haute pour permettre sa formation dans les alliages utilisés. L'explication donnée par Kaya (7) pour l'anisotropie magnétique induite — la formation de régions allongées de phase ordonnée — ne peut donc s'appliquer à ces alliages.

(*) Séance du 24 avril 1957.

([1]) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1468 et 1613; *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 225-239.

([2]) *Sc. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ.*, A 7, 1955, p. 269-281.

([3]) *Dipl. Études Sup.*, Grenoble, mai 1955.

([4]) J. C. BARBIER et C. WEDDIGEN, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 19 S-20 S.

([5]) D. I. VOLKOV, V. I. CHECHERNIKOV et V. B. CEJTLIN, *Vest. moskov. Univ.*, Ser. Fiz-mat. estestv., Nauk, n° 2, 1956, p. 21-28.

([6]) D. I. VOLKOV et V. I. CHECHERNIKOV, *Zh. eksper. teor. Fiz. S.S.S.R.*, 27, 1954, p. 208-214.

([7]) KAYA, *Rev. Mod. Phys.*, 25, 1953, p. 49-55.

(Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.)

ÉLECTRONIQUE. — *Sur les fluctuations dans les photomultiplicateurs électroniques*. Note (*) de M. **Paul Moatti**, transmise par M. Francis Perrin.

On étudie quelques problèmes de fluctuations dans les photomultiplicateurs en tenant compte d'une captation incomplète des électrons aux différents étages. On calcule diverses valeurs numériques relatives à l'émission secondaire à partir des résultats portant sur les fluctuations de sortie d'un photomultiplicateur.

Dans une Note précédente ([1]), à laquelle je renvoie pour les notations, j'ai relié les propriétés statistiques de l'émission secondaire aux fluctuations du nombre d'électrons constituant l'impulsion de sortie d'un photomultiplicateur, associée à un photoélectron unique ou à un nombre aléatoire de photoélectrons suivant la loi de Poisson. Je complète cette étude en supposant que certains électrons ne sont pas captés par les différentes dynodes, et donne quelques résultats numériques.

1° *Cas d'un photoélectron unique. Influence des pertes de transfert des électrons secondaires :* Je suppose que chaque électron émis par la dynode Dj ($j=1, 2, \ldots$ K) a une probabilité η d'être capté par D_{j+1} (ou par l'anode pour $j=K$), tous les phénomènes de captation étant indépendants et indépendants des processus d'émission secondaire. J'appelle η rendement de transfert et $\mathcal{C}$ une variable aléatoire valant 0 avec une probabilité $1-\eta$ et 1 avec une probabilité η. Soient $U_1(u)$ et $\mathfrak{U}(u)$ les secondes fonctions caractéristiques modifiées ([1]) respectivement relatives au nombre n_1 d'électrons secondaires produits par un électron primaire sur une dynode quelconque et à la variable $\mathcal{C}$ liée au processus de captation d'un électron. Je désigne par $U'_1(u)$ la fonction relative au nombre n'_1 d'électrons issus d'un seul électron primaire après une multiplication suivie de captation incomplète. On a :

$$U'_1(u) = U_1[\mathfrak{U}(u)] \tag{1}$$

$U_1(u)$ a la même signification que dans ([1]) et :

$$\mathfrak{U}(u) = -i\,\mathrm{Log}(\eta\, e^{iu} + 1 - \eta). \tag{2}$$

L'expression de $U'_K(u)$ liée au nombre d'électrons n'_K captés par l'anode, compte tenu des pertes, est analogue à celle donnée dans (1) :

$$U'_K(u) = U'_1 \{ U'_1 [\ldots U'_1(u)] \} \qquad \text{où} \qquad U'_1 \text{ agit K fois.} \tag{3}$$

Si on affecte du signe « prime » tous les symboles associés aux phénomènes réels, c'est-à-dire à la multiplication *avec pertes*, les relations (4) à (7) de (1) où nous avions négligé les pertes restent encore valables à condition d'affecter du signe « prime » tous les symboles qui y figurent. Il reste à relier les semi-invariants $\mu_1'^{(q)}$ relatifs à n'_1 aux semi-invariants $\mu_1^{(q)}$ relatifs à n_1. On trouve :

$$\mu_1'^{(1)} = \eta \mu_1^{(1)}, \tag{4}$$

$$\mu_1'^{(2)} = \eta(1-\eta)\,\mu_1^{(1)} + \eta^2 \mu_1^{(2)}, \tag{5}$$

$$\mu_1'^{(3)} = \eta(1-\eta)(1-2\eta)\,\mu_1^{(1)} + 3\eta^2(1-\eta)\,\mu_1^{(2)} + \eta^3 \mu_1^{(3)}, \tag{6}$$

$$\mu_1'^{(4)} = \eta(1-\eta)(1-6\eta+6\eta^2)\,\mu_1^{(1)} + \eta^2(1-\eta)(7-11\eta)\,\mu_1^{(2)} + 6\eta^3(1-\eta)\,\mu_1^{(3)} + \eta^4 \mu_1^{(4)}. \tag{7}$$

II. *Cas d'un paquet de photoélectrons en nombre δ aléatoire soumis à la loi de Poisson.* — Posons : $E[\delta] = \theta$. Je conserve les notations du cas I et j'utilise des symboles soulignés pour le cas actuel. J'introduis un rendement η_p pour la captation des photoélectrons par D_1. On a maintenant :

$$\underline{U'_K(u)} = -i\eta_p \theta \{ E[e^{iun'_K}] - 1 \} \tag{8}$$

et

$$\underline{\mu_K'^{(q)}} = \eta_p \theta E[n_K'^{q}]. \tag{9}$$

III. *Moments relatifs à l'émission secondaire déduits des fluctuations de sortie.* — Partons de la distribution expérimentale des valeurs V des impulsions de tension enregistrées *à la sortie du photomultiplicateur* et correspondant chacune à un seul photoélectron. Soit $\overline{V}$ leur valeur moyenne. Introduisons une hauteur réduite $\rho = (V/\overline{V})$ (2). Soit α_s le nombre d'impulsions observées à la sortie, et $\alpha_s F(\rho)$ le nombre d'impulsions de hauteur supérieure à ρ; la densité de probabilité de ρ est $-(dF/d\rho)$. $F(\rho)$ étant fourni par l'expérience, on peut calculer les semi-invariants relatifs à $\rho = n_K/G$ (G, gain moyen). A partir d'eux et par les relations (4) à (7) de (1), on obtient les semi-invariants $\mu_1^{(2)}$, $\mu_1^{(3)}$, $\mu_1^{(4)}$ relatifs à l'émission secondaire en fonction du premier $\mu_1^{(1)}$ qui est égal à $\sqrt[K]{G}$, donc lui aussi fourni par l'expérience.

J'ai appliqué cette méthode aux résultats expérimentaux indiqués par Morton (2). Ceux-ci se laissent bien représenter par :

$$F(\rho) = (2\rho + 1)\,e^{-2\rho} \qquad \text{et} \qquad \mu_1^{(1)} = 4, \tag{10}$$

Voici, sous diverses hypothèses, les valeurs numériques obtenues pour les moments m_1, m_2, m_3, m_4 de l'émission secondaire.

1° En négligeant les pertes de captation, on trouve

$$m_1 = 4, \quad m_2 = 22, \quad m_3 = 157, \quad m_4 = 1385, \tag{11}$$

2° Avec un rendement de transfert $\eta = 1 - \varepsilon$ (ε petit) on a

$$m_1 = 4 + 4\varepsilon, \quad m_2 = 22 + 40\varepsilon; \quad m_3 = 157 + 410\varepsilon; \quad m_4 = 1385 + 4700\varepsilon. \tag{12}$$

3° On peut enfin envisager de perfectionner ces résultats par la correction suivante : soit α_p le nombre de photoélectrons captés par D_1. On a $\alpha_p > \alpha_s$; la différence représente tous les photoélectrons captés par D_1 qui ne donnent aucune impulsion de sortie (pertes ou possibilité dans l'émission secondaire qu'un électron primaire ne donne aucun électron secondaire). Il faut tenir compte de ces « impulsions de valeur nulle ». Posons $p_0 = (\alpha_p - \alpha_s)/\alpha_p$. Pour p_0 petit, on obtient

$$\left\{\begin{array}{l} m_1 = 4 + 4\varepsilon; \quad m_2 = 22 + 18p_0 + 40\varepsilon; \quad m_3 = 157 + 250p_0 + 410\varepsilon; \\ m_4 = 1385 + 3300p_0 + 4700\varepsilon. \end{array}\right. \tag{13}$$

Une loi de Poisson de moyenne $4 + 4\varepsilon$ donnerait

$$m_2 = 20 + 36\varepsilon, \quad m_3 = 116 + 290\varepsilon, \quad m_4 = 756 + 2400\varepsilon. \tag{14}$$

Ces résultats confirment les écarts à la loi de Poisson déjà mentionnés.

(*) Séance du 29 avril 1957.

[1] P. Moatti, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1742.

[2] G. A. Morton, *R. C. A. Rev.*, déc. 1949, p. 525-553.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Microscopie interférentielle et mesure de la différence de phase introduite par une lame en optique électronique.* Note (*) de MM. Jean Faget et Charles Fert, présentée par M. Gaston Dupouy.

En disposant un objet dans le plan focal objet de l'objectif du montage interférométrique décrit dans une précédente Communication, on peut obtenir, en excitant le fil du biprisme, la superposition de deux régions distinctes de l'image. Dans cette zone commune, les sinuosités et les décalages des franges d'interférence traduisent les variations d'épaisseur optique de l'objet.

Dans une précédente Communication [1], nous avons décrit quelques expériences d'interférences et de diffraction électroniques.

Nous avons montré, en particulier, que pour une différence de potentiel accélératrice de 50 à 70 kV, autorisée par l'emploi de lentilles magnétiques, la cohérence du faisceau n'est pas détruite par la traversée d'une lame matérielle suffisamment mince.

En outre, notre montage est *stigmatique* : il comprend des lentilles de révolution, stigmatiques dans l'approximation de Gauss, et une lentille

quadrupolaire disposée avant l'écran d'observation; celle-ci travaille avec des faisceaux suffisamment étroits pour être considérée comme stigmatique.

Cette caractéristique nous a permis de réaliser, avec des électrons, les premières expériences de microscopie interférentielle, et de mesurer la différence de marche introduite par une lame, avant même de construire un interféromètre à faisceaux séparés.

Nous décrivons cette nouvelle méthode d'observation et de mesure, en réservant quelques remarques et certaines valeurs numériques pour un exposé plus détaillé.

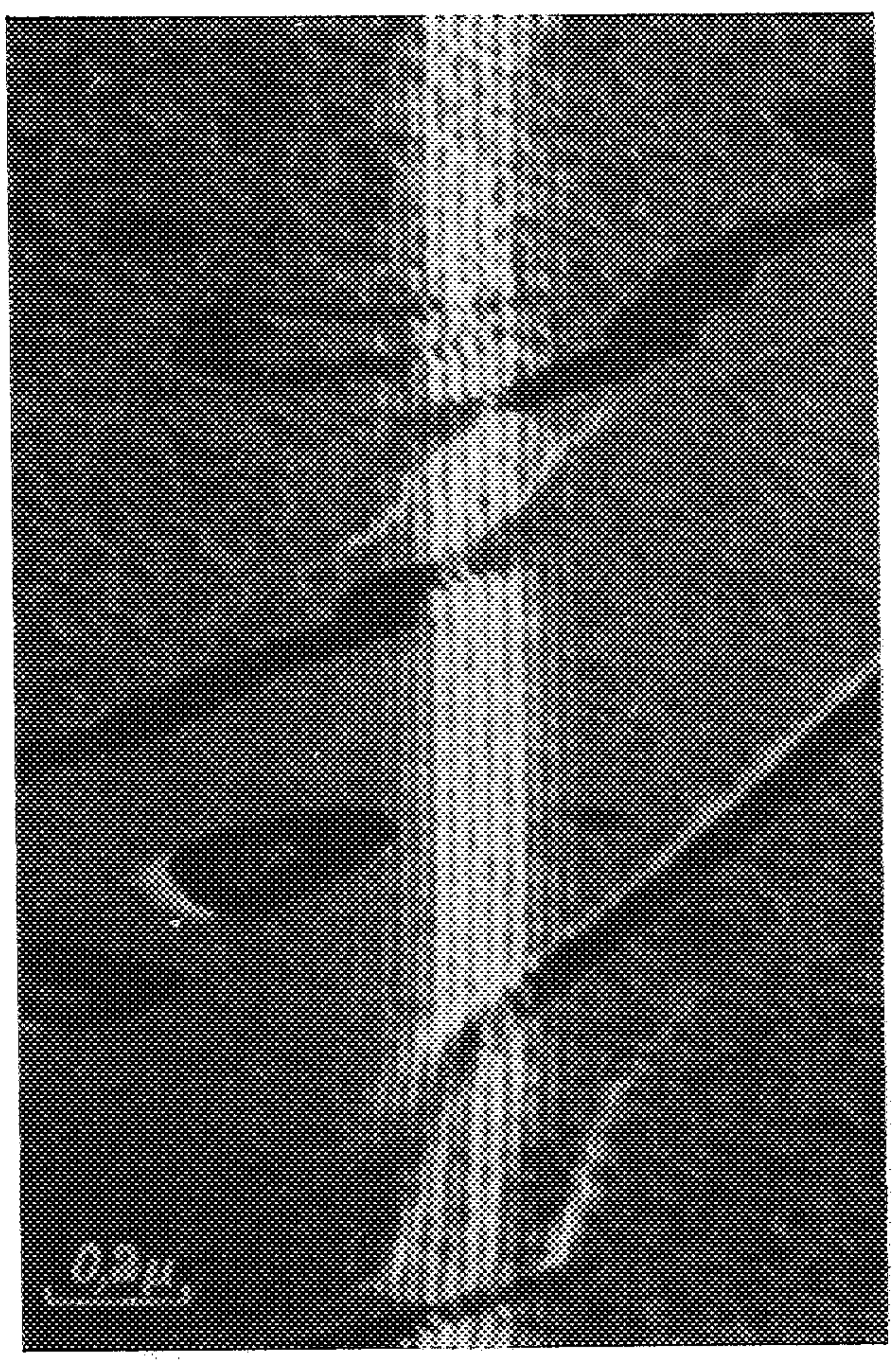


Fig. 1.

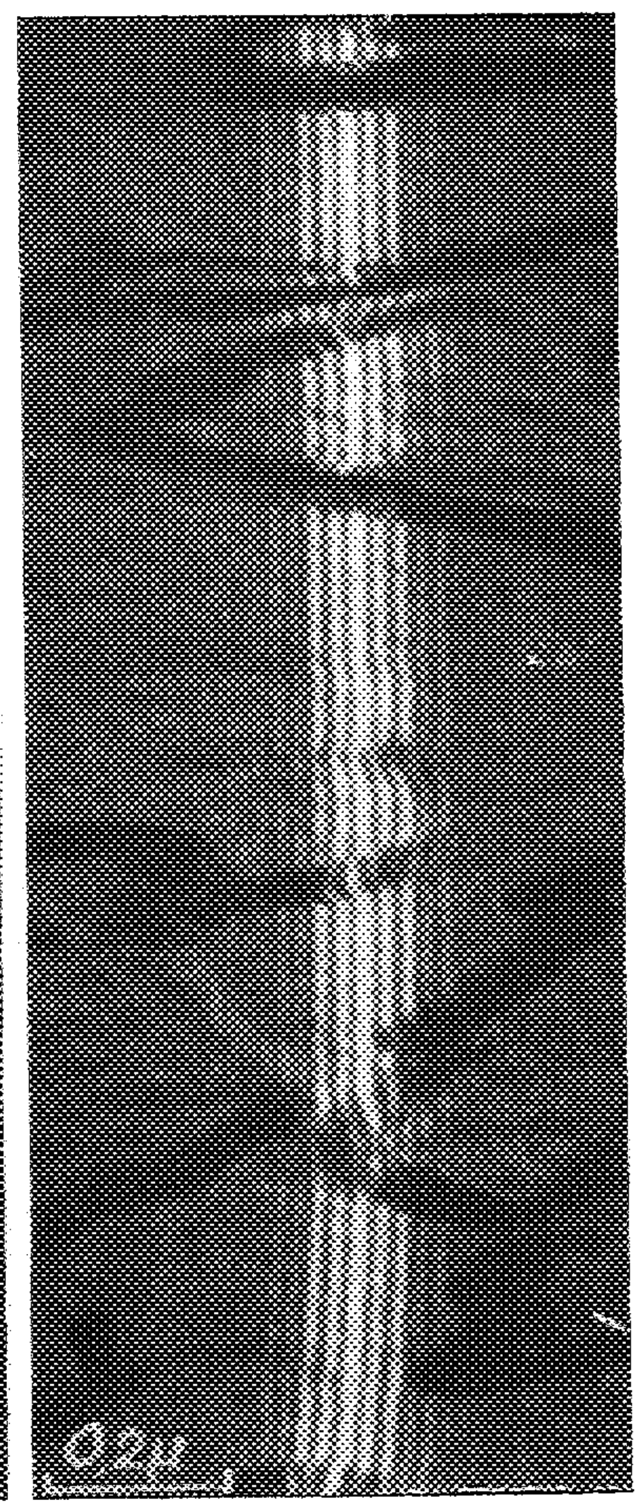


Fig. 2.

1. *Microscopie électronique interférentielle.* — Réalisons le montage d'observation des franges du biprisme : une fente fine ($\simeq 5\ \mu$) est disposée dans le condenseur. L'objectif en donne une image réduite dans son plan focal image. Le fil du biprisme étant disposé parallèlement à l'image de la fente, quelques centimètres plus bas, il se forme, dans le plan focal

objet du projecteur, une figure de diffraction (fil non excité) qui est agrandie par le projecteur et, éventuellement, par la lentille quadrupolaire.

Disposons maintenant un objet dans le plan focal objet de l'objectif (un film mince d'épaisseur uniforme, ou une empreinte). L'objectif en donne une image dans le plan focal objet du projecteur, image reprise et agrandie dans les mêmes conditions que la figure de diffraction du fil, qui barre l'image (*fig.* 3).

Portons le fil à un potentiel positif. L'action du *biprisme* se traduit par une translation vers la gauche de la partie de l'image située à droite du fil, vers la droite de la partie de l'image située à gauche du fil. Dans la zone commune (étalée par diffraction), on aperçoit les franges du biprisme. Mais, en chaque point, l'ordre d'interférence est défini par la différence de marche géométrique due à l'action du biprisme, *à laquelle vient s'ajouter la différence d'épaisseur optique des deux points correspondants de l'objet.* Il en résulte, si la lame objet n'est pas uniforme, des franges sinueuses dont les écarts à la frange moyenne (mesurés en interfrange) représentent les variations de la différence d'épaisseur optique (mesurée en longueur d'onde) entre les deux points de la lame.

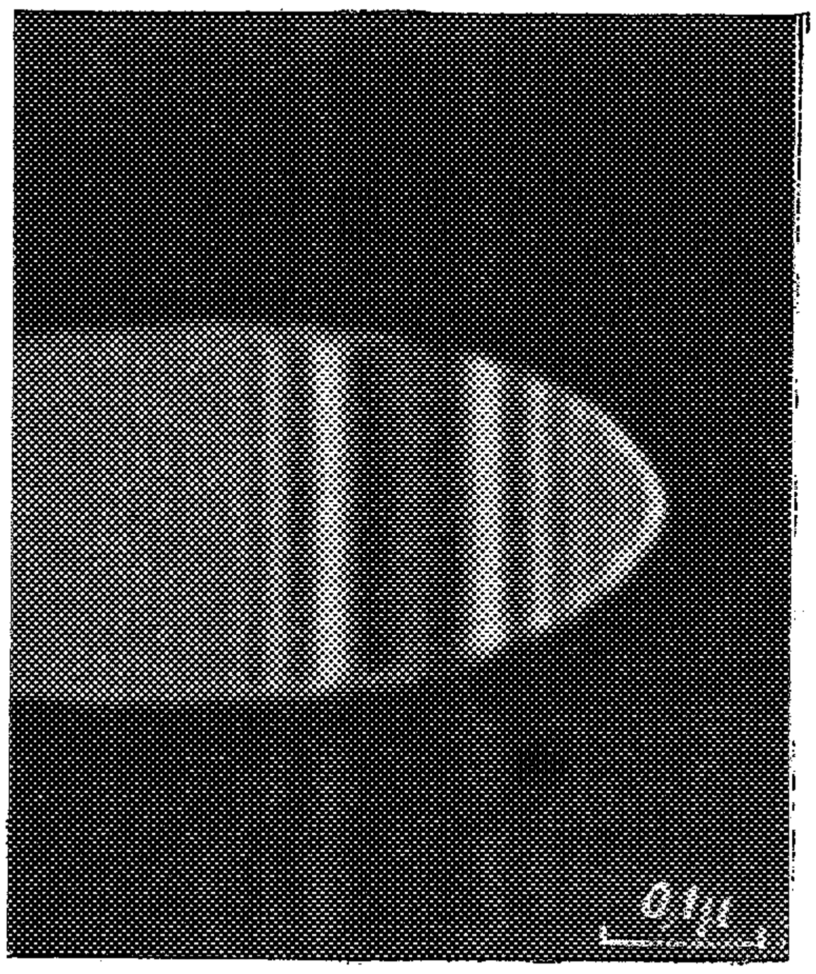


Fig. 3.

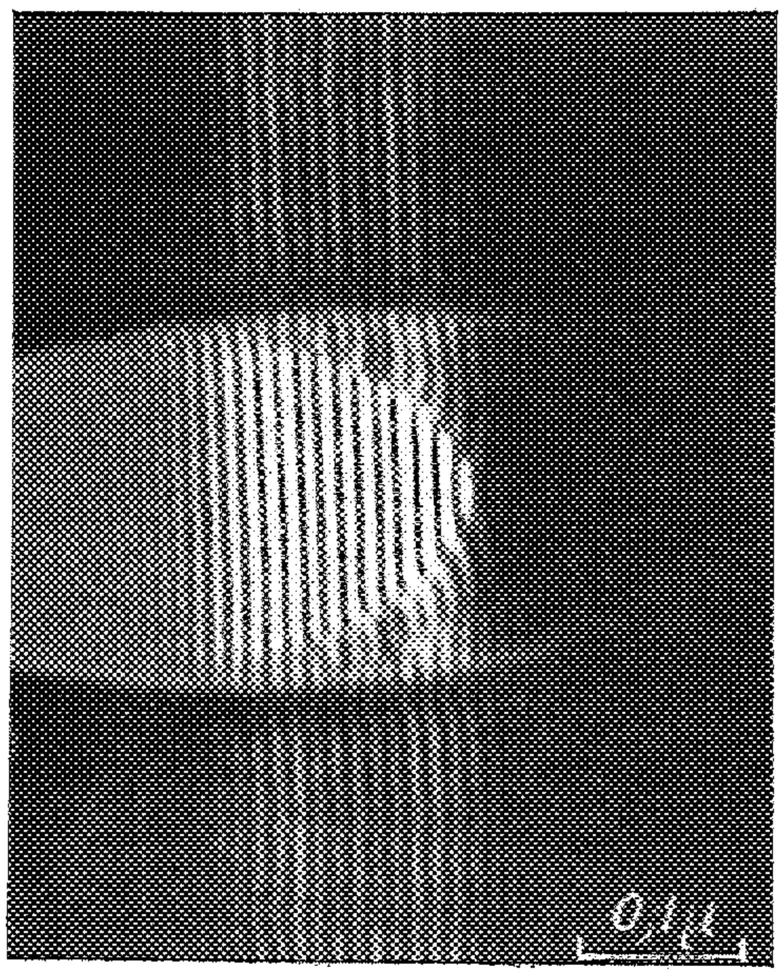


Fig. 4.

On a ainsi obtenu, dans cette zone commune, une image en microscopie électronique interférentielle. Si l'une des deux régions superposées est homogène, les sinuosités des franges représentent les variations d'épaisseur optique de l'autre région.

Les figures 1 et 2 montrent, obtenues dans ces conditions l'image d'une empreinte de carbone sur un échantillon de fonte blanche. On notera le décalage des franges lorsqu'il y a une brusque variation d'épaisseur de la lame, dans l'une des zones (²).

2. *Mesure de la différence de marche introduite par une lame.* — Prenons pour objet une lame mince, que nous supposons percée de trous ou déchirée par endroits. Raisonnons sur l'exemple d'un trou (*fig.* 3 et 4). Il est disposé de manière à obtenir la figure 3. En excitant le fil, les franges d'interférence apparaissent, comme précédemment, dans la zone commune. Mais celle-ci comprend des régions correspondant au trou pour les deux images superposées, des régions correspondant à la lame pour une image, au trou pour l'autre, et des régions correspondant à la lame pour les deux images. A la limite de séparation de deux régions, le décalage de la frange, mesurée en interfrange, est égal à la différence de marche introduite par une des lames, mesurée en longueur d'onde. (On peut utiliser dans le même but le bord d'une déchirure non parallèle au fil.)

Les franges sont bien visibles sur l'écran fluorescent. Cela permet, par exemple, de suivre (et de photographier à différents stades) la contamination de la lame par l'augmentation progressive du décalage qu'elle produit. Une lame fine de carbone en $\lambda/5$ au début de l'observation devient, dans des conditions expérimentales particulières, une lame d'onde en quelques dizaines de secondes.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(¹) J. FAGET et C. FERT, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2028. On se reportera à cette Note pour le schéma du montage.

(²) On notera aussi le contraste excellent de l'empreinte de carbone, malgré l'absence d'un diaphragme de contraste dans l'objectif. Il est possible que ce contraste soit lié à l'éclairage cohérent de l'objet.

OPTIQUE. — *Étude théorique de la variation, en fonction de l'aire de mesure, du coefficient de Selwyn, défini à propos de la granularité des films photographiques.* Note (*) de MM. **PIERRE FAURE** et **MICHEL SAVELLI**, présentée par M. Louis de Broglie.

On étudie théoriquement la loi de variation du coefficient de Selwyn en fonction de l'aire du spot explorateur et on la relie à des propriétés statistiques intrinsèques de la transparence des films photographiques. On explicite complètement cette loi dans le cas d'un modèle théorique particulier représentant les propriétés statistiques de la transparence de tels films.

1. INTRODUCTION. — Nous nous proposons de discuter la validité de la loi de Selwyn (¹) sur les propriétés statistiques des films photographiques uniformément impressionnés. Soit T(M) la transparence aléatoire du film au point M.

Pour étudier expérimentalement T(M), on éclaire le film sur une petite aire circulaire $\mathcal{A}$ de rayon a. Supposons l'intensité incidente I(N) constante dans $\mathcal{A}$ (égale à I_0) et nulle hors de $\mathcal{A}$. Soit $\Phi(M)$ le flux transmis lorsque $\mathcal{A}$ est centré sur M; $\Phi(M)$ est la moyenne de T sur $\mathcal{A}$. Nous supposons T(M) et $\Phi(M)$ stationnaires et isotropes ([2]). Soient $\overline{T}$ et $\overline{\Phi}$ leurs espérances mathématiques, Γ et C les fonctions de corrélation de $T-\overline{T}$ et $\Phi-\overline{\Phi}$. D'après la loi de Selwyn, les écarts relatifs $(\Phi-\overline{\Phi})/\overline{\Phi}$ sont gaussiens, l'écart type étant inversement proportionnel à $[\pi a^2]^{1/2}$. Le coefficient de Selwyn $G=[\pi a^2]^{1/2}[C(0)]^{1/2}/\overline{\Phi}$ devrait donc être constant si a varie. Nous laissons de côté le caractère gaussien qui s'introduit de façon très générale pour l'intégrale d'une fonction aléatoire sur un domaine très supérieur au « domaine de corrélation » de cette fonction et nous étudierons la liaison entre l'écart type et a. Depuis l'énoncé de la « loi de Selwyn », de nombreux auteurs ([3]) ont cherché à la vérifier expérimentalement; certains ont mis en évidence des écarts importants, surtout pour les faibles valeurs de a. P. Felgett ([4]) a donné la raison de ces écarts. Nous allons ici étudier la variation du coefficient de Selwyn G en fonction de a et la rattacher quantitativement aux propriétés du spectre de la transparence des films.

2. Étude des écarts a la loi de Selwyn. — Soit $A(\vec{\Omega})$ la densité spectrale de T(M) ($\vec{\Omega}$, fréquence spatiale). On établit

$$G^2=\frac{2}{(\overline{T})^2}\int_0^\infty \gamma(k,a)\,\Gamma(k)\,k\,dk, \tag{1}$$

$I_0^2 a^2\gamma(k,a)$ étant le produit de composition de I(N) par lui-même, donc

$$\gamma(k,a)=\begin{cases}\pi-2\left\{\arc\sin\dfrac{k}{2a}+\dfrac{k}{2a}\sqrt{1-\dfrac{k^2}{4a^2}}\right\} & \text{avec}\quad k=|\vec{N}_1-\vec{N}_2|\leqq 2a\\ 0 \quad \text{pour}\quad k>2a.\end{cases}$$

a. Si le domaine de corrélation de T *est très petit devant les dimensions de* $\mathcal{A}$, G^2 est égal à $A(0)/(\overline{T})^2$. Plus précisément et sous réserve de l'existence des grandeurs introduites, on a le développement limité en $1/a$:

$$G^2=\frac{1}{(\overline{T})^2}\left\{A(0)+\frac{M}{a}\right\}\qquad\text{où}\quad M=\frac{1}{\pi^2}\int_0^\infty\frac{A'(\rho)}{\rho}\,d\rho \tag{2}$$

avec $\rho=|\vec{\Omega}|$. [L'intégrale existe sûrement si $\Gamma(k)$ décroît plus vite que k^{-3}]. La loi de Selwyn se présente comme une loi limite valable pour les grandes valeurs de a. Si pour deux films $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$ de même $\overline{T}$ on a $\Gamma(k)=\Gamma'(k/\varepsilon)$, la fonction Γ' (nulle pour $k\geqq\varepsilon$) étant la même pour $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$ et les ε différents, les coefficients G_1 et G_2 de Selwyn (correspondant à $a\to\infty$) de $\mathcal{F}_1$ et $\mathcal{F}_2$

vérifient

$$G_1^2\,\varepsilon_2^2 = G_2^2\,\varepsilon_1^2. \tag{3}$$

comme Selwyn l'avait indiqué sous des hypothèses moins générales.

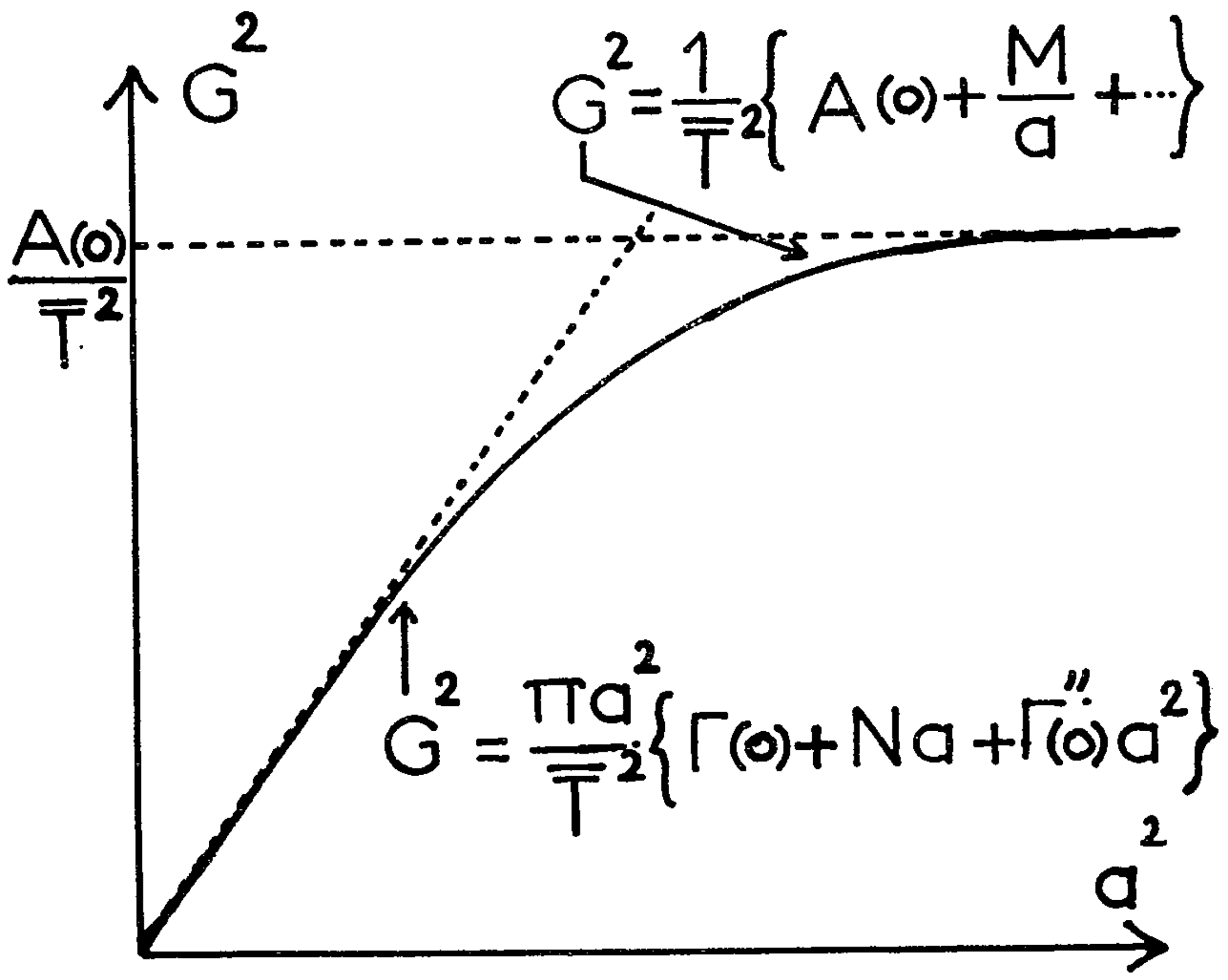


Fig. 1.

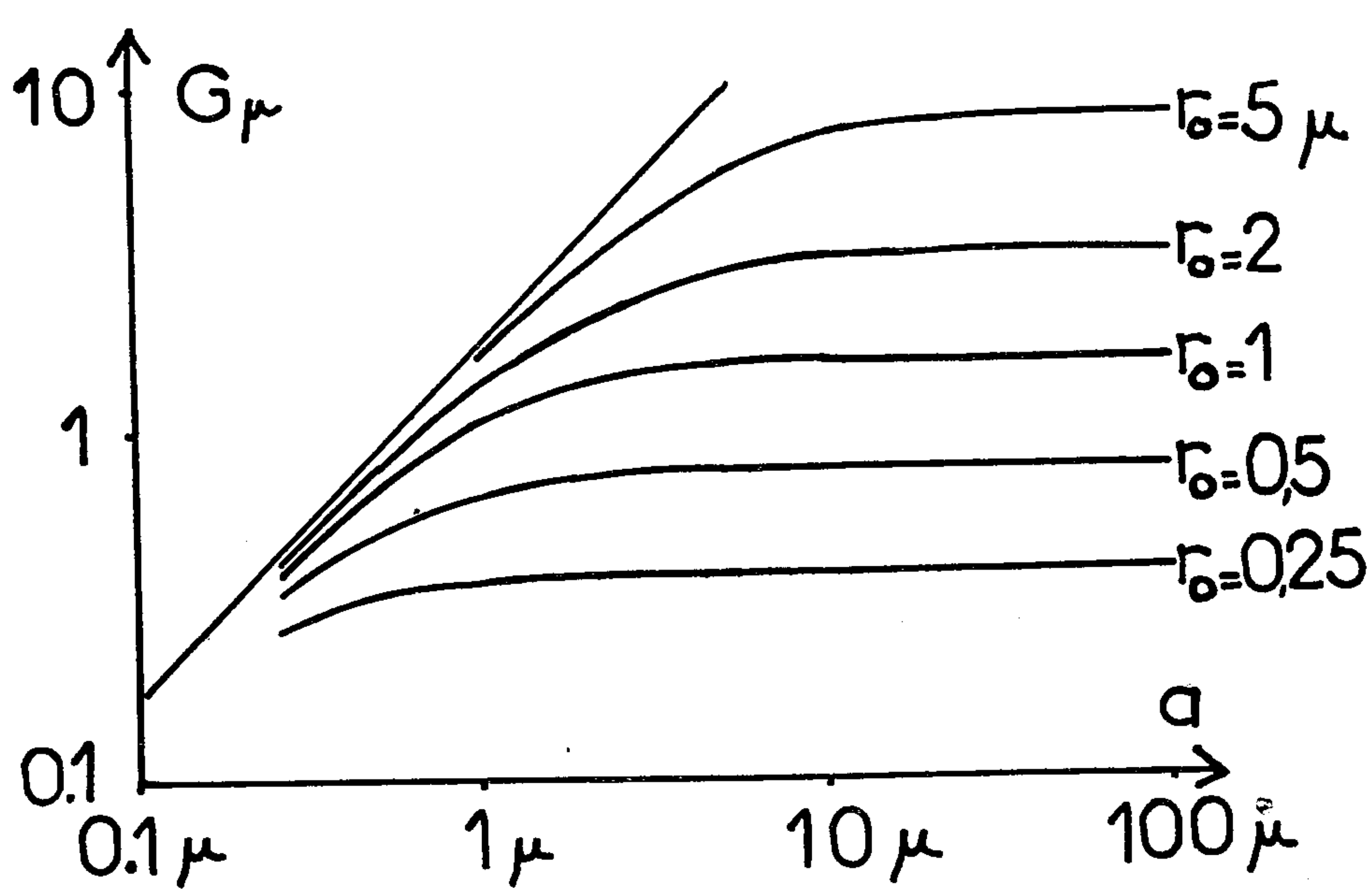


Fig. 2.

b. *Si le domaine de corrélation de* T *est bien plus grand que* $\mathcal{A}$, on a

$$(4)\qquad G^2 = \frac{\pi a^2}{(\overline{T})^2}\{\Gamma(o) + Na + \Gamma''(o)a^2 + \ldots\}\qquad \text{avec}\quad N = \frac{128}{45}\,\frac{\Gamma'(o)}{\pi}.$$

La courbe de la figure 1 représente les variations de G^2 en fonction de a^2 et indique les différents domaines de validité des expressions (2) et (4). La détermination expérimentale de $\overline{T}$ et de cette courbe permet donc le calcul des caractéristiques intrinsèques du film figurant dans (2) et (4).

3. Application a un domaine théorique particulier. — Dans une Note ([5]), dont nous conservons les notations, l'un de nous a proposé un modèle théorique pour représenter les propriétés statistiques de T(M). Dans le cadre de ce modèle et en faisant $h_2 = 0$ (grains d'argent pratiquement opaques) nous avons calculé G en fonction de a d'une part pour cinq films de transparence

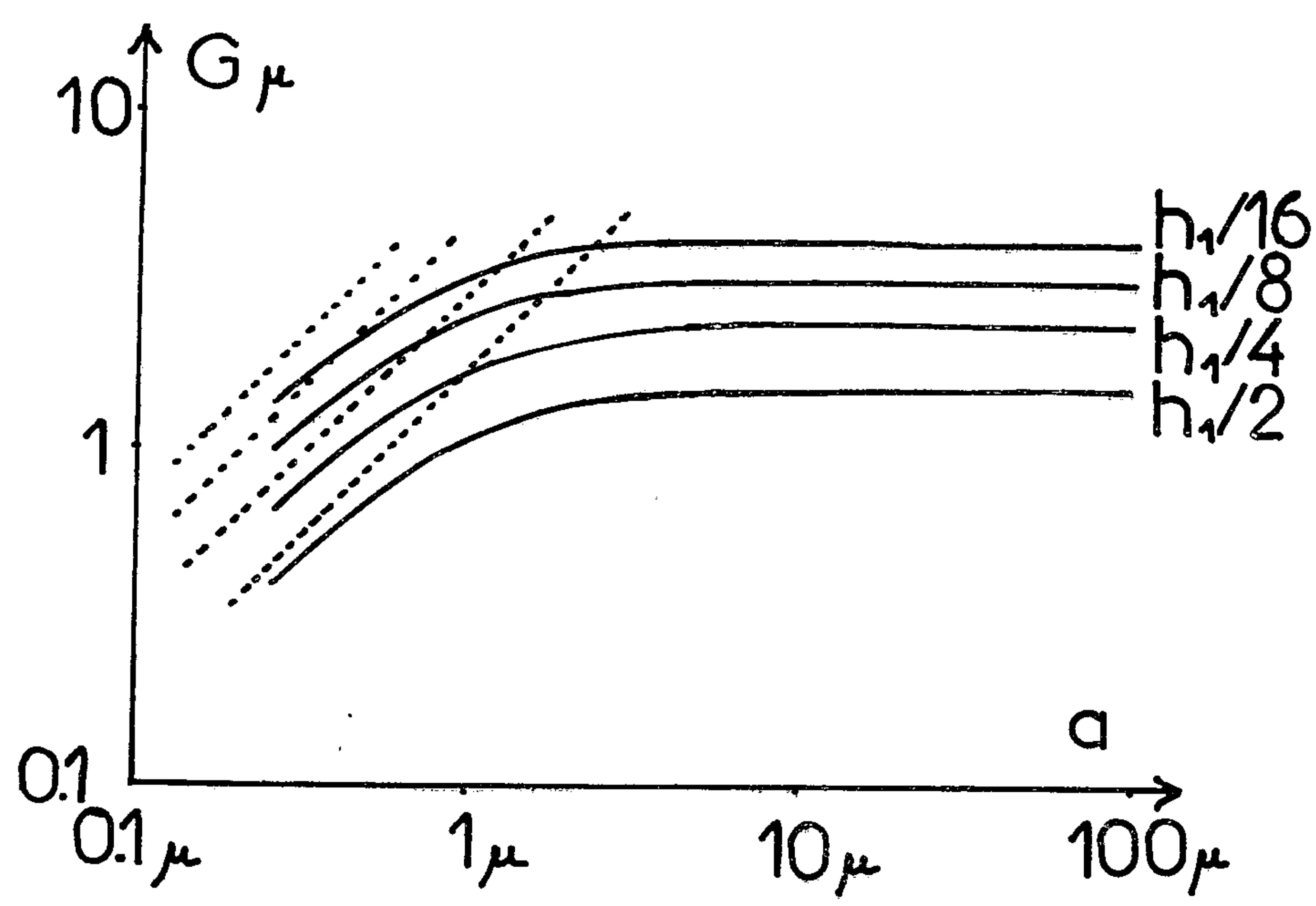


Fig. 3.

$\overline{T} = h_1/2$, constitués de grains d'argent de rayons 1/4; 1/2, 1, 2 et 5 μ (*fig.* 2) et d'autre part, pour quatre films constitués de grains d'argent identiques ($r_0 = 1\ \mu$) mais de transparences moyennes différentes : $h_1/2$, $h_1/4$, $h_1/8$, $h_1/16$ (*fig.* 3). La forme des courbes est en bon accord avec les résultats expérimentaux de L. A. Jones et G. C. Higgins ([3]).

(*) Séance du 24 avril 1957.

([1]) E. W. H. Selwyn, *Phot. J.*, 75, 1935, p. 571.

([2]) P. Faure, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 842 et 998.

(3) L. A. JONES et G. C. HIGGINS, *J. Opt. Soc. Amer.*, **36**, 1946, p. 203 (*voir* de nombreuses références dans cet article).

(4) P. FELGETT, *J. Opt. Soc. Amer.*, **43**, 1953, p. 271.

(5) M. SAVELLI, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1710.

OPTIQUE. — *Perturbations de la fréquence de résonance* 1849,57 Å *de* Hg *dans la vapeur de* Hg *pur*. Note (*) de Mme SIMONE ROBIN et M. STÉPHANE ROBIN, transmise par M. Eugène Darmois.

L'absorption de la vapeur de mercure pur aux environs de $\lambda = 1849,57$ Å est considérablement plus importante qu'aux environs de $\lambda = 2536,52$ Å et nettement plus symétrique. La loi de décroissance proportionnelle à $(\Delta\nu)^{-3/2}$ serait en accord avec un potentiel de forces d'interaction correspondant à $\Delta\nu = (c/r^3)$ avec $c \# 10^{-28}$.

On sait que les perturbations de la raie de résonance 2536,52 Å du mercure pour Hg pur ou avec divers gaz étrangers ont donné lieu à de nombreux travaux dont on a pu déduire d'importants résultats sur les forces intermoléculaires (1). Par contre, la raie de résonance 1849,57 Å située au-delà de la limite de transparence de l'air a été très peu étudiée d'une manière quantitative. Nous avons décidé de combler cette lacune et dans une première série de mesures, nous avons étudié l'absorption aux environs de la raie 1849 57 Å avec la vapeur de mercure pur pour diverses pressions.

Les mesures ont été effectuées par spectrophotométrie photographique. Le spectrographe à réseau à vide a été déjà décrit (2); la source est une lampe à hydrogène en silice à fenêtre de F_2Ca. Les cuves en silice à fenêtres planes et parallèles réalisées au laboratoire ont des épaisseurs $l = 0,7$, 3,8 et 8,7 cm; elles sont transparentes jusqu'à 1580 Å. Les cuves scellées étaient placées dans un bloc de cuivre lui-même placé dans le vide et chauffé de l'extérieur, le montage étant étudié pour éviter tout dépôt de vapeur de mercure sur les fenêtres; les températures étaient mesurées par deux thermocouples placés dans le vide, contre la cuve. Trois qualités de mercure indépendamment purifiées et distillées sous vide nous ont donné des résultats concordants. Les températures utilisées pour les mesures s'étendent jusqu'à 300° C.

Dans la limite des erreurs d'expérience, la densité optique par unité de longueur d/l croît proportionnellement à N^2(N atomes de Hg par centimètre cube) ou à $(P/T)^2$ ce qui est normal (4), (1); les valeurs de $(d/l)\,(P/T)^2$ ont été obtenues comme coefficients angulaires des droites $d/l = f(P/T)^2$ pour diverses longueurs d'onde. Figure 1, nous avons groupé quelques spectres obtenus avec $l = 3,8$ cm à diverses températures. La figure 2 représente le même profil de la raie 1849,57 Å avec deux échelles diffé-

rentes. La partie centrale de la raie est à peu près symétrique mais loin du centre, l'absorption décroît progressivement vers les grandes longueurs d'onde alors qu'elle tombe brusquement du côté des courtes longueurs

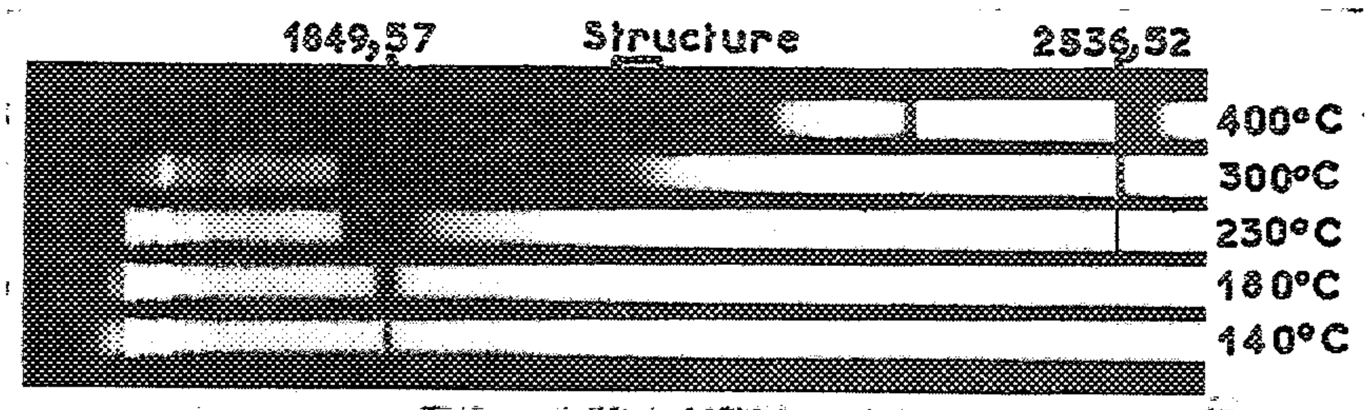


Fig. 1

d'onde au-delà d'une bande déjà signalée et attribuée à la molécule Hg_2 ([3]). La figure 3 représente les points expérimentaux pour les deux flancs de la raie et une droite de pente (— 3/2) passant au voisinage de ces points

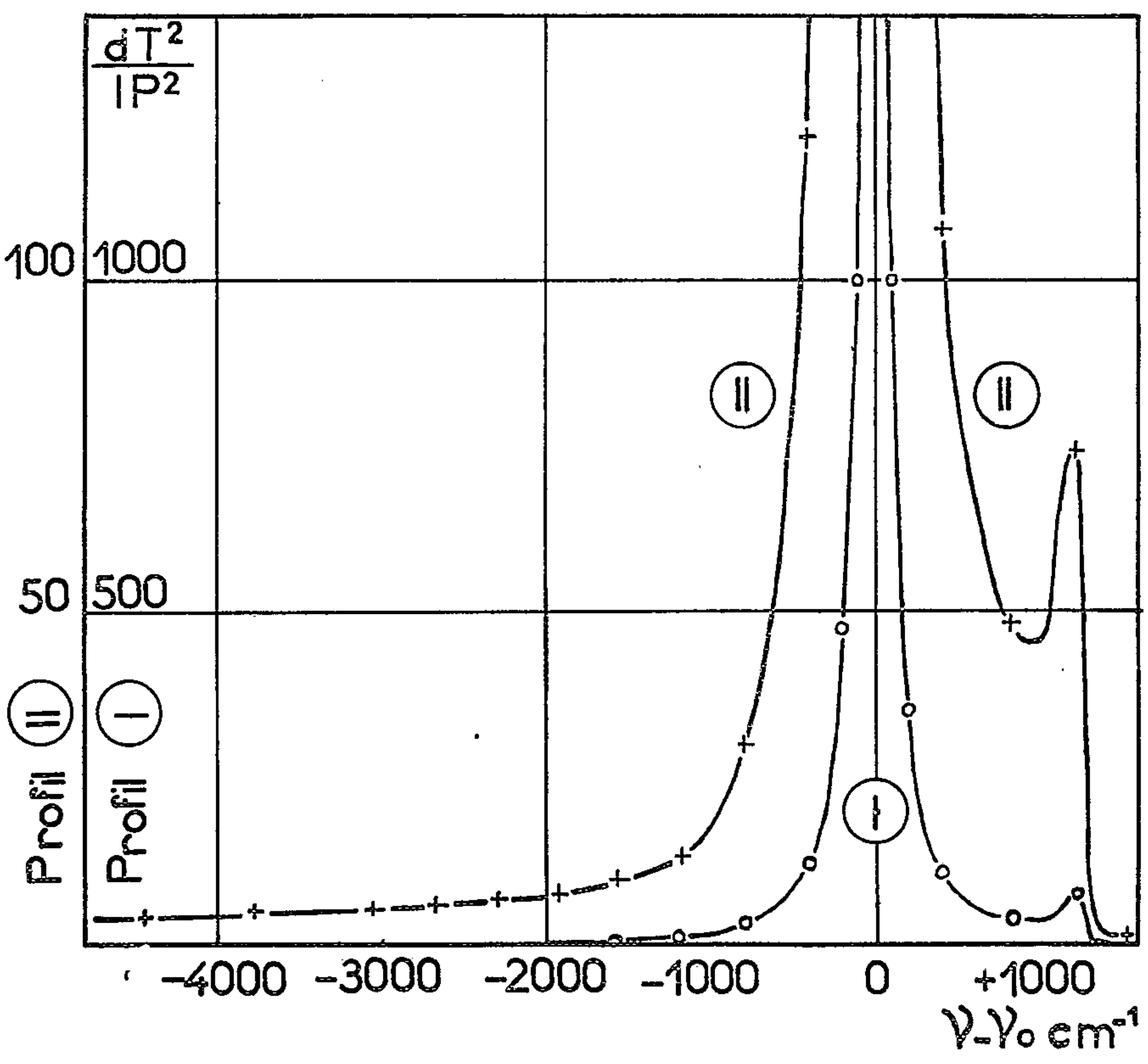


Fig. 2.

(les mesures s'étendent jusqu'à 5 000 cm^{-1} du centre, du côté des grandes longueurs d'onde mais elles sont forcément plus limitées du côté des courtes longueurs d'onde (*fig.* 2).

Les mesures montrent que la partie centrale de la raie 1849,57 Å est nettement plus symétrique que celle de la raie 2536,52 Å ([4]) et que l'absorption est beaucoup plus forte dans les mêmes conditions expérimentales aux environs de la raie 1849,57 Å. On sait, d'autre part, que les perturbations loin du centre de la raie peuvent être attribuées à des chocs centraux dans

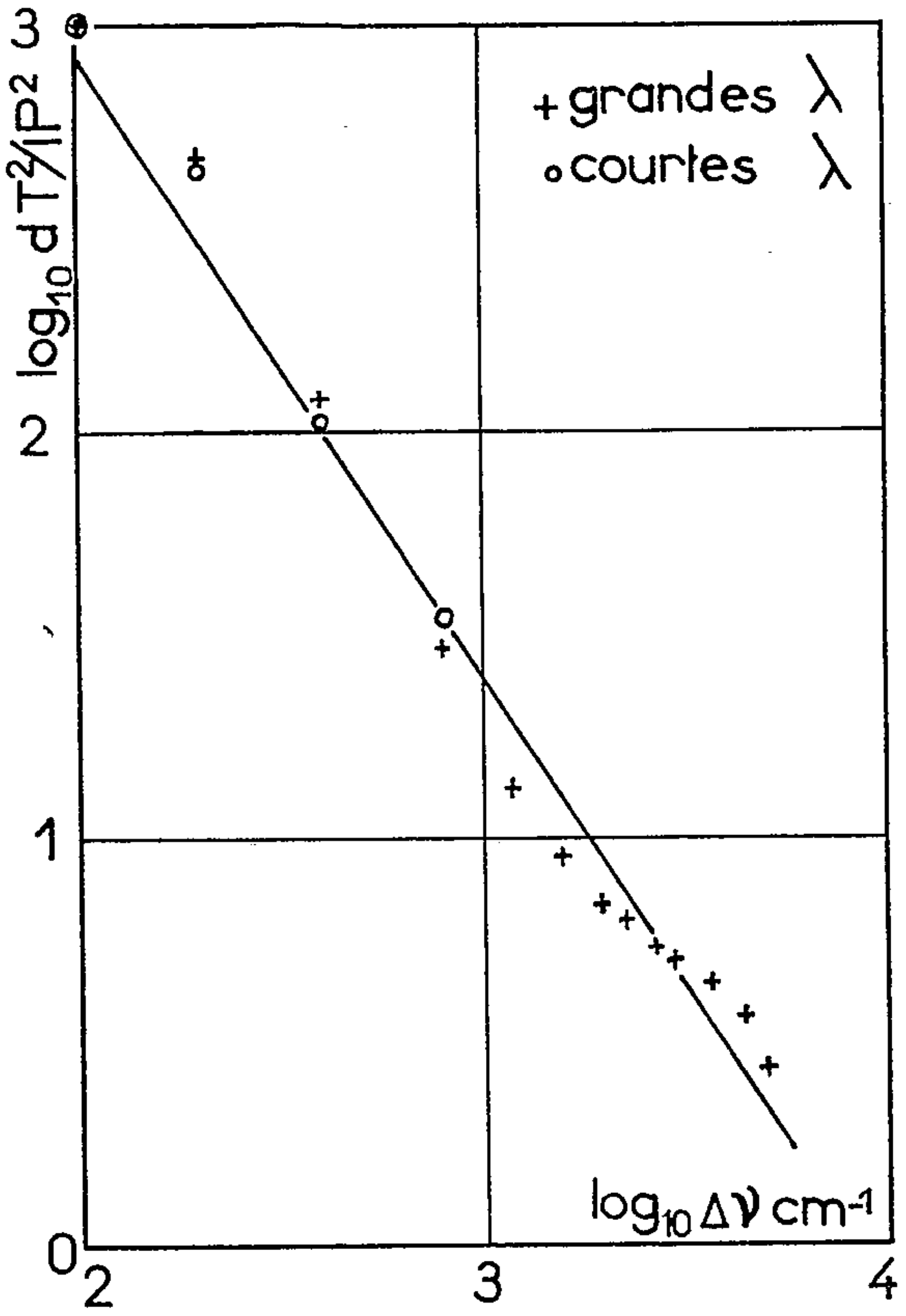


Fig. 3.

lesquels intervient un seul perturbateur. Un calcul très simple permet alors de relier le coefficient d'absorption au potentiel des forces intermoléculaires qui interviennent dans la perturbation des deux niveaux entre lesquels s'effectue la transition ([4]), ([1]). On sait également que pour une distance d'approche suffisamment faible, les forces de résonance peuvent n'être plus prépondérantes ([4]), sans que les forces de répulsion le soient encore; ceci semble d'ailleurs confirmé ici par la présence d'une légère structure dans la région située entre 5 000 et 6 500 cm^{-1} du maximum (*fig.* 1) et qui pourrait être attribuée à des transitions dans une zone quantifiée des puits de potentiel. La pente — 3/2 de la figure 3 montre qu'un potentiel correspondant à $\Delta\nu(r) = (c/r^6)$ serait conforme à nos résultats expérimentaux, mais la valeur de c serait beaucoup plus forte que pour la

raie 2536,52 Å ([4]) [on trouve $c \neq 10^{-29}$ d'après la figure 2 et en admettant pour force de la transition la valeur $f = 0{,}71$ ([5])]; le niveau $6^1\,P_0^1$ serait donc considérablement plus perturbé que les niveaux $6^1\,P_0^1$ et $6^1\,S_0$ dans les mêmes conditions de température et de pression.

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) *Voir*, par exemple, S. Robin et Mme S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 143.

([2]) Mme S. Robin et S. Robin, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 976.

([3]) *Voir*, par exemple, W. Finkelnburg, *Kontinuerliche Spektren*, Berlin, 1938.

([4]) H. Kuhn, *Proc. Roy. Soc.*, A 158, 1937, p. 230; H. A. Ruhmkorf, *Ann. Phys.*, 33, 1938, p. 21.

([5]) G. Wolfsorn, *Z. Phys.*, 63, 1930, p. 634.

OPTIQUE INSTRUMENTALE. — *Microscope à commande élastique de la mise au point.* Note (*) de M. **Marcel Locquin**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Renonçant aux conceptions classiques des statifs de microscope, il est possible de réaliser un appareil plus précis et plus simple, grâce à l'utilisation de déformations élastiques pour remplacer les glissières et leurs commandes par pignons et crémaillères.

Depuis un siècle le statif du microscope s'est stabilisé autour d'une forme toujours la même, caractérisée par un porte-à-faux évident de toutes ses parties mobiles. Cette conception, en même temps que s'amélioraient les performances optiques de l'appareil, nuit considérablement à la stabilité des images. Il est, en effet, illusoire de prétendre réaliser mécaniquement une précision du déplacement des parties mobiles supérieure au pouvoir séparateur de l'instrument, soit $0{,}2\,\mu$, et surtout, de conserver cette précision à l'usage en dépit des chocs et de l'usure inévitable des parties en mouvement.

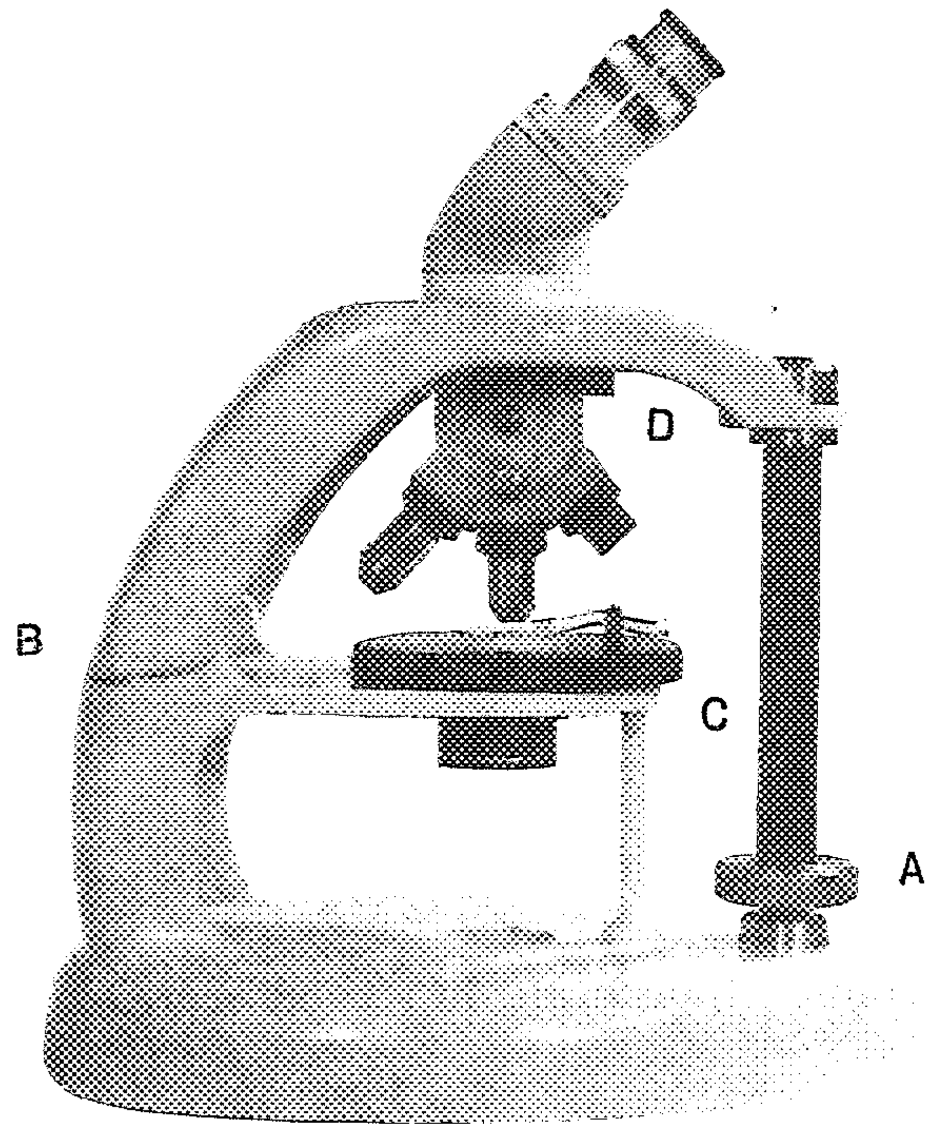
Dans une voie nouvelle, l'utilisation de pièces élastiquement déformables pour réaliser certains mouvements de l'appareil a été tentée en Italie par Koritska, en Angleterre par Casella, mais l'ensemble des appareils ainsi modifiés reste tributaire des servitudes imposées par les habitudes séculaires qui ont fixé le microscope dans sa forme actuelle.

Remontant aux sources, au temps où cet appareil solidement assis sur une embase pyramidale n'était muni que d'un mouvement fruste, suffisant à ses faibles grossissements, et cherchant à allier cette incomparable stabilité aux mouvements précis de mise au point demandés par son optique actuelle, nous avons réalisé un appareil, vu de profil sur la figure, dont les caractéristiques essentielles sont les suivantes :

Le mouvement vertical de mise au point est un arc de cercle tangent à l'axe optique. Dans ces conditions, le déplacement vertical étant assimilé

à la corde de l'arc, le déplacement transversal correspondant est figuré par sa flèche, et pour un arc petit, le rapport flèche-corde n'excède pas 1/10e.

La corde est matérialisée pour l'observateur par la profondeur de champ objet, elle est de l'ordre du micron pour les objectifs de forte ouverture numérique. Dans ce cas, le déplacement latéral de l'image n'atteint pas le pouvoir séparateur de l'appareil. Il est donc inappréciable aux yeux



A, vis de commande de la mise au point; B, charnière élastique; C, platine; D, potence supportant le secteur porte-objectifs.

de l'observateur. L'axe mécanique de rotation, centre du cercle précité est remplacé par une déformation élastique (B), ceci afin d'annuler à la fois l'usure d'un axe dans son logement et les irrégularités de mouvement inévitables lors d'une insuffisance de lubrification.

La colonne verticale (A) mue par une vis calée sur une butée solidaire de l'embase commande la mise au point fine.

Toute mise au point rapide est supprimée grâce à l'utilisation d'un cadre porte-préparations éliminant l'influence de l'épaisseur du support sur la mise au point de l'objectif. Au lieu de reposer sur la platine par sa face inférieure, la préparation est appliquée par sa face supérieure à l'intérieur d'un cadre dont les cotes sont immuables d'un exemplaire à l'autre.

Enfin, la stabilité de l'ensemble du microscope est accrue par la fixation trait-point de toutes les pièces : fixe (platine C) ou mobile (potence D).

Ceci rend possible la réalisation de l'ensemble en un matériau ultra-léger, une matière plastique, par exemple, sans nuire aucunement à la stabilité des images.

(*) Séance du 29 avril 1957.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Sur le signe de la constante q du dédoublement du type l.* Note (*) de M. **Gilbert Amat**, Mme **Marie-Louise Grenier-Besson** et M. **Hermann Z. Cummins**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les niveaux de rotation d'une molécule linéaire dans un état de vibration du type Π sont dédoublés en deux sous niveaux, dont l'écart, en nombres d'ondes, est égal à

$$\Delta\nu = q\,J(J+1). \tag{1}$$

Ce phénomène, d'abord étudié par G. Herzberg (1) qui lui a donné le nom de « l-type doubling » ou dédoublement du type l, a été interprété théoriquement par H. H. Nielsen et W. H. Shaffer (2), puis par H. H. Nielsen (3) en considérant les éléments de matrice :

$$\begin{aligned}(2)\quad &(\ldots, v_s, l_s, \ldots |H'_2| \ldots, v_s, l_s \pm 2, \ldots)\\ &= hcq^0 \{ (v_s \pm l_s + 2)(v_s \mp l_s)[J(J+1) - l(l\pm 1)][J(J+1) - (l\pm 1)(l\pm 2)] \}^{\frac{1}{2}}.\end{aligned}$$

$\left(l = \sum_s l_s\right)$ de l'hamiltonien transformé du second ordre. Pour un niveau Π, $v_s^{l_s} = v_s^{\pm 1}$, l'équation (2) s'écrit

$$(\ldots, v_s, l_s = \pm 1, \ldots |H'_2| \ldots, v_s, l_s = \mp 1, \ldots) = hcq^0(v_s + 1)\,J(J+1). \tag{3}$$

Les valeurs expérimentales de q déduites de la relation (1) sont en excellent accord avec les valeurs théoriques :

$$q = 2q^0(v_s + 1) \tag{4}$$

déduites de la relation (3), où (3)

$$q^0 = \frac{B_e^2}{2\omega_s}\left\{1 + 4\sum_{s'} (\zeta_{ss'}^{(x)})^2 \frac{\omega_{s'}^2 - \omega_s^2}{\omega_s^2}\right\}, \tag{5}$$

Les formules précédentes appellent cependant quelques remarques :

1° Si l'on définit q au moyen des relations théoriques (3), (4), on peut montrer que chaque niveau de vibration-rotation, d'énergie E, est dédoublé en un niveau d'énergie $E + (1/2)qJ(J+1)$, du type Π^+, et un niveau d'énergie $E - (1/2)qJ(J+1)$, du type Π^-. L'expérience montre sans ambiguïté que c'est le niveau Π^- qui possède, dans tous les cas, l'énergie la plus grande. Il en

résulte que la constante q est négative et que la relation (1) doit être remplacée par

$$\Delta\nu = -qJ(J+1). \tag{6}$$

Un examen soigneux du calcul théorique montre, par ailleurs, que la constante q^0 est en fait donnée par la formule

$$q^0 = -\frac{B_e^2}{2\omega_s}\left\{1 + 4\sum_{s'}(B_{ss'}^{(\zeta)})^2 \frac{\omega_s^2}{\omega_{s'}^2 - \omega_s^2}\right\}, \tag{7}$$

en sorte que les valeurs théoriques de q, obtenues au moyen des relations (4) et (7) seront bien, elles aussi, négatives.

Cette façon de procéder est plus satisfaisante d'un point de vue théorique. Elle permet, en particulier, une analogie plus complète entre les théories des dédoublements du type l et du type Λ.

2° Si, pour ne pas changer les habitudes qui ont été prises ($q > 0$), on préfère conserver les relations (1) et (4), (5) pour définir respectivement les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques de q, il importe de remarquer que c'est alors la signification théorique de q^0 qui doit être modifiée par l'introduction d'un signe moins devant le second membre des équations (2) et (3).

(*) Séance du 15 avril 1957.

Les questions discutées dans cette Note ont fait l'objet d'un échange de correspondance avec le Professeur Harold H. Nielsen.

(1) *Rev. Mod. Phys.*, 14, 1942, p. 219.

(2) *J. Chem. Phys.*, 11, 1943, p. 140.

(3) *Phys. Rev.*, 77, 1950, p. 130.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le choix du paramètre le plus sensible à la variation de la vitesse des particules dans l'émulsion nucléaire.* Note de M. **Tsai-Chü** et Mlle **Jacqueline Claret**, présentée par M. Eugène Darmois.

Pour une mesure d'ionisation, les paramètres les plus sensibles sont respectivement : en fin de parcours la longueur totale des lacunes et au minimum d'ionisation la longueur totale des paquets, qui ont alors une variation relative plus grande que celles des autres caractéristiques. La mesure de la longueur intégrale des lacunes nous permet de discriminer les protons des mésons π ayant un parcours résiduel très petit.

1. La granulation des traces dans l'émulsion nucléaire fournit une donnée importante pour la détermination de la masse et de la vitesse des particules. En fin de parcours, les grains sont plus rapprochés de sorte que la plupart forment de gros paquets contenant plusieurs grains. Le comptage des grains, c'est-à-dire l'estimation du nombre de grains présents dans un paquet suivant sa longueur, peut donner une courbe différentielle nombre de grains-parcours

qui décroît régulièrement, mais cette estimation est subjective et imprécise. Par contre, le comptage des paquets ou des lacunes est plus objectif, mais donne une courbe présentant un maximum. En effet, la dimension moyenne des paquets devient plus petite lorsque l'on s'éloigne de la fin d'une trajectoire. Donc le nombre de paquets augmente d'abord avec le parcours résiduel, en passant par un maximum, puis diminue quand l'ionisation est telle que le nombre de paquets est petit vis-à-vis du nombre de grains isolés. Le nombre de lacunes, qui est égal au nombre de paquets, a une variation tout à fait identique à celle des paquets.

2. La longueur totale (1) comme la longueur moyenne (1), (2), des lacunes $(\Sigma l_g \bar{l}_g)$ et des paquets $(\Sigma l_p, \bar{l}_p)$ peut donner une courbe ionisation-parcours croissante pour les lacunes ou décroissante pour les paquets depuis la fin de la trajectoire jusqu'au minimum d'ionisation. Soit $N_g(l)$, $N_p(l)$ le nombre de lacunes et de paquets ayant une longueur supérieure à l, nous avons

$$N_g(0) = N_p(0) = N(0),$$

et

$$\bar{l}_g = \frac{\Sigma l_g}{N(0)} \cong \frac{l}{\log_e \dfrac{N(0)}{N_g(l)}} \qquad \bar{l}_p = \frac{\Sigma l_p}{N(0)} \cong \frac{l}{\log_e \dfrac{N(0)}{N_p(l)}}.$$

La variation de ces quantités en fonction du parcours peut être déterminée à partir des mesures sur les longueurs des lacunes des protons en fin de parcours.

	1.	2.	3.	Rapport
R_p en div.	0 à 3000.	3000 à 6000.	6000 à 9000.	$\frac{\text{Col. 3}}{\text{Col. 1}}$.
N(o)	28,0	30,3	32,9	1,17
Σl_g	395,2	422,5	526,5	1,33
$\bar{l}_g$	14,1	13,9	16,0	1,13
Σl_p	2604,8	2577,5	2473,5	0,95
$\bar{l}_p$	93,0	85,0	75,2	0,81

Les longueurs dans le tableau sont en divisions d'une échelle du micromètre oculaire; une division vaut 0,032 μ. Pour les lacunes, $\bar{l}_g$ et N(o) augmentent respectivement de 10 et 20 % entre les colonnes 1 et 3; leur produit, la longueur totale Σl_g, augmente de 30 %. Pour les paquets, la longueur totale est presque constante; $\bar{l}_p$ qui est proportionnelle à 1/N(o) diminue de 20 %. Donc Σl_g est la quantité la plus sensible pour les mesures en fin de parcours. Inversement, au minimum d'ionisation, Σl_g est presque constant et Σl_p est la quantité qui varie le plus avec le parcours. La longueur totale des paquets par section qui est directement proportionnelle à l'ionisation et dépend du degré de développement doit être normalisée en la divisant par la même quantité évaluée sur des traces ayant la valeur plateau du minimum

d'ionisation. Enfin, le comptage du nombre N(o) ([3]) seul, reste toutefois une mesure rapide et pratique aux grandes et aux petites vitesses, mais sa variation est moins rapide et le dénombrement des petites lacunes est parfois difficile et imprécis, ce qui limite la précision.

3. Soit L la longueur intégrale des lacunes jusqu'à un parcours résiduel R d'une particule ayant une masse M, nous avons

$$\frac{L}{M} = f\left(\frac{R}{M}\right).$$

Cette relation est valable pour toutes les particules de même charge et peut être représentée approximativement par une droite

$$\log\frac{L}{M} = a\log\frac{R}{M} + b.$$

Pour deux particules ayant la même L,

$$\left(\frac{M_1}{M_2}\right) = \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{\frac{a}{a-1}};$$

et pour deux particules ayant le même R,

$$\left(\frac{M_1}{M_2}\right) = \left(\frac{L_2}{L_1}\right)^{\frac{1}{a-1}}.$$

Ces relations peuvent être appliquées à la détermination de la masse quand la valeur « a » est constante et plus grande que 1. La constante « a » pour les protons augmente d'une valeur 1 en fin de parcours jusqu'à 1,25 à 300 μ de la fin. La détermination de la masse en fin de parcours peut être effectuée au moyen de la courbe

$$\log\frac{L}{R} = F\left(\log\frac{R}{M}\right):$$

la masse moyenne de quatre mésons π de 67 μ est 290 ± 60 m_e.

(1) C. Castagnoli, G. Cortini et A. Manfredini, *Nuovo cimento*, 301, 2, 1955.

(2) Tsai-Chü, M.-C. Le Gentil et M. Morand, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1974.

(3) M. Renardier et Y. Avignon, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 393.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Contribution à l'étude de la stéréochimie des cétones α-halogénées par spectroscopie infrarouge*. Note (*) de Mlles **Marie-Louise Josien**, **Colette Castinel**, MM. **Grégoire Chiurdoglu** et **Eugène Vanlanduyt**, transmise par M. Paul Pascal.

Les Mémoires de Mizushima sur la monochloracétone ([1]) et de Corey sur l'α-monochlorocyclohexanone ([2]) aboutissent à des conclusions contradictoires quant à la stabilité relative des deux isomères de rotation de

ces molécules. D'après Mizushima, la forme thermodynamiquement la plus stable de la monochloracétone correspond à l'isomère de moment dipolaire le plus élevé dont les dipôles C=O et C—Cl sont quasi parallèles. Pour Corey, la forme stable de l'α-monochlorocyclohexanone est celle dont le chlore est en position axiale, les deux dipôles C=O et C—Cl étant opposés. En outre, Mizushima attribue, à l'inverse de Corey, la fréquence ν C=O la plus élevée à l'isomère de faible moment dipolaire.

A la suite de l'étude d'une série d'α-halogénocyclanones [3], nous avons examiné de nouveau, dans différentes conditions, les spectres infrarouges des deux cétones mentionnées ci-dessus, à l'état pur, à l'état dissous dans le tétrachlorure de carbone et à l'état gazeux. Voici les fréquences mesurées en cm^{-1} pour la bande d'absorption νC=O :

	Liquide.	Solution.	Vapeur.
Monochloracétone.........	1724 Forte 1745 Forte	1725 Forte 1752 Épaule	1744 –
α-chlorocyclohexanone.....	1726 Forte 1745 Épaule	1724 Forte 1744 Épaule	1742 –

Discussion. — En ce qui concerne la monochloracétone, nous retrouvons les fréquences publiées par Mizushima. Cependant, contrairement à l'opinion de cet auteur, étant donné les variations de fréquence habituellement provoquées par le passage de l'état gazeux à l'état dissous [4], il apparaît évident que la fréquence 1742, mesurée sur la vapeur, correspond à la fréquence 1725 et non à la fréquence 1745 de l'état dissous [5]. Nous proposons donc l'hypothèse suivante : à l'état liquide, ainsi que Mizushima l'a suggéré, la fréquence 1725 correspond à la forme la plus polaire et la fréquence 1745 à la forme la moins polaire; cependant, la première est thermodynamiquement la forme la moins stable et elle existe pratiquement seule à l'état gazeux.

En ce qui concerne la monochlorocyclohexanone, un raisonnement analogue conduit à des conclusions similaires. Ici encore, la forme prédominante à l'état dissous et à température ordinaire n'est pas la forme thermodynamiquement la plus stable.

Cette double interprétation est confirmée par l'étude des moments dipolaires. Zahn a trouvé que le moment dipolaire de la monochloracétone à l'état gazeux augmente avec la température d'une manière significative bien que faible [6]. Pour la monochlorocyclohexanone en solution dans l'heptane, Kumler a mesuré un moment dipolaire de 3,45 D [7], valeur qui correspond à une prédominance de la forme équatoriale.

L'ensemble des attributions précédentes conduit à admettre que l'introduction d'un atome de chlore en position α par rapport à un carbonyle a peu d'influence sur la fréquence ν C=O, si les dipôles C—Cl et C=O

sont parallèles. Cependant, on sait que Jones et ses collaborateurs, à la suite de leurs études sur les stéroïdes, ont émis une opinion contraire : d'après eux, de grandes variations de fréquence ν C=O ne se produisent que si l'halogénation en α du carbonyle du noyau cyclohexanique se fait en position équatoriale (8). L'examen comparé des fréquences C=O des acétates monochlorés et dichlorés à l'état gazeux et à l'état dissous montre que les esters se conduisent comme les cétones (9). Il nous paraît, en outre, vraisemblable que les acétophénones monohalogénées en ω étudiées par Bellamy (10) se comporteraient de même. Quant aux molécules de stéroïdes, elles sont sans doute trop complexes pour qu'on puisse, *a priori*, leur étendre les conclusions tirées de l'examen de molécules simples.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) S. I. Mizushima, T. Shimanouchi, T. Miyazawa, I. Ichishima, K. Kuratani, I. Nakagawa et N. Shido, *J. Chem. Phys.*, 21, 1953, p. 815.

(2) E. J. Corey, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2301.

(3) E. Vanlanduyt, *Thèse*, Université libre de Bruxelles, 1956.

(4) M.-L. Josien et J. Lascombe, *J. Chim. Phys.*, 52, 1955, p. 162; J. Lascombe, P. Grange et M.-L. Josien, *Bull. Soc. Chim.* (sous presse).

(5) L'ensemble des résultats obtenus sur une série d'acétates halogénés — étude qui sera publiée prochainement — est en faveur de cette hypothèse. Nous ne mentionnerons ici que l'exemple du dibromacétate d'éthyle dont les bandes ν(C=O) observées à l'état dissous à 1742 et 1764 cm^{-1} se retrouvent toutes deux, bien qu'avec des intensités relatives différentes, à 1757 et 1780 cm^{-1}, à l'état gazeux.

(6) C. T. Zahn, *Physik. Z.*, 33, 1932, p. 686.

(7) W. D. Kumler et A. C. Huitric, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 3369.

(8) R. N. Jones, D. A. Ramsay, F. Herling et K. Dobriner, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 2828.

(9) Les détails de cette étude seront publiés ultérieurement.

(10) L. J. Bellamy, L. C. Thomas et R. L. Williams, *J. Chem. Soc.*, 1956, p. 3704.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Identification et étude du développement du « light phenomenon » dans les alliages* Ni—Cr *et* Ni—Cr—Co *à durcissement structural.* Note (*) de Mme Charlotte Bückle et M. Jean-Pierre Poulignier, transmise par M. Pierre Chevenard.

Le « light phenomenon » est observable de façon systématique sur les alliages à durcissement Ni—Cr et Ni—Cr—Co. Dans ceux-ci, la vitesse de trempe est un élément déterminant de la naissance du phénomène qui, par ailleurs, peut se développer et croître au cours d'un traitement de revenu. L'appartenance cristallographique des « zones claires » dues au phénomène est mise en évidence par micrographie.

Découvert par Mme M. L. V. Gayler (1) dans un Al-Cu à 4 % revenu à 130°, le « light phenomenon » ou phénomène d'apparition de « zones claires » au long des joints de grains, après avoir été retrouvé par d'autres

auteurs dans des alliages d'aluminium, a été caractérisé par J. Calvet et Ch. Renon-Changarnier [2]. En opérant sur des alliages du type Al-Cu à 6 %, ces auteurs ont pu montrer que le phénomène n'a pas pour base la formation de cristallites nouveaux, mais que, seulement décelé le long des limites, il est dû à la progression de certains cristaux dans leurs voisins.

Dans les alliages Ni-Cr, les « zones claires » ont été souvent observées, mais n'ont pas toujours été reconnues comme telles. C'est ainsi que R. Nordheim et N. J. Grant [3], étudiant par micrographie l'influence d'un traitement de vieillissement sur un Ni-Cr 80-20 contenant 2,2 Ti et 0,9 Al, ont noté une « recristallisation » le long des joints de grains, probablement due aux déformations plastiques causées par les contraintes de précipitation et produisant un déplacement de ces joints. Ils ont aussi mentionné que cette « recristallisation », observée principalement dans les alliages contenant Ti, serait en relation avec les différences de paramètre existant entre la matrice et la phase γ' précipitée (Ni_3TiAl).

Les observations qui suivent, faites sur des alliages Ni-Cr et Ni-Cr-Co à durcissement par précipitation et de type industriel, tendent à préciser, dans un cas qui intéresse particulièrement les applications techniques, comment un effet de trempe trop rapide risque de provoquer le phénomène. On met ainsi en évidence l'influence des contraintes et des déformations, particulièrement actives auprès des joints de grains, sur des alliages dont la composition et le type de durcissement les rendent favorables à ce genre de phénomène.

Dans ce cas, les « zones claires » peuvent être observées à l'aide d'une attaque micrographique colorante [4] mettant en évidence les différences d'orientation du réseau ainsi que l'état de précipitation de la matrice (*fig.* 1). Il est alors possible de vérifier s'il y a formation de cristallites nouveaux, ou bien seulement interpénétration de cristaux voisins. On constate, en fait, que les zones formées le long des joints de grains ont même coloration que les cristaux auxquels elles se rattachent; elles sont seulement d'un ton plus clair, facile à expliquer par leur état de précipitation différent. Une autre méthode permettant de prouver de façon certaine leur appartenance consiste à faire, près de leurs limites, des empreintes de microdureté (*fig.* 2). Les lignes de glissement, conjointement à une attaque micrographique convenable, montrent alors comment se situent les orientations des divers cristallites et apportent ainsi la preuve que, dans le cas de « zones claires », il y a bien progression de certains cristaux existant aux dépens de leurs voisins.

Dans les zones, les précipités apparaissent tout différents de ce qu'ils sont dans la matrice. Possédant en outre une vitesse de croissance très supérieure, ils ne se répartissent pas uniformément, mais se rassemblent au contraire principalement vers le front de la zone (*fig.* 3).

Dans nos expériences, pratiquées sur des échantillons de très petites dimensions (quelques millimètres d'épaisseur), le phénomène est toujours apparu après remise en solution (8 h à 1080°, 4 h à 1150° ou 2 h à 1200° suivant le cas), *trempe à l'eau* et vieillissement isotherme aux températures de précipitation. Il a été vérifié que la vitesse de trempe joue un rôle essentiel, soit en faisant varier les conditions de refroidissement, soit en modifiant les dimensions de l'échantillon. C'est ainsi que la trempe à l'air n'a jamais donné lieu à formation de zones, toutes choses restant égales par ailleurs.



Fig. 1.

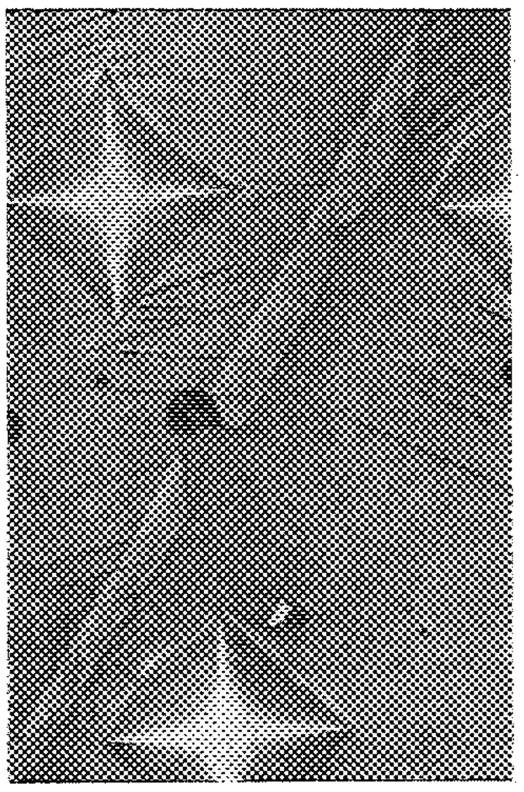


Fig. 2.



Fig. 3.

Fig. 1. — Alliage Ni—Cr (hypertrempé eau + 16 h/700°).
(Sur l'original, les grains foncés sont de teinte rougeâtre, les autres de couleur bleue.)
(Att. contraste × 800.)

Fig. 2. — Même échantillon. Empreintes de microdureté.
(Att. anod. 15 % HCl × 800.)

Fig. 3. — Alliage Ni—Cr—Co (hypertrempé eau + 16 h/900°).
(Att. anod. 15 % HCl × 2 500.)

Comme il s'agit d'un phénomène de croissance, déclenché dès les premiers instants du traitement de durcissement par suite de l'état de contrainte existant près des joints et consécutif à la trempe, la vitesse de migration ainsi que la morphologie de la précipitation à l'intérieur de la zone dépendent des deux facteurs : temps et température de vieillissement. Le phénomène se développe généralement mieux aux températures de début de précipitation; il semble qu'alors sa progression soit moins gênée par le durcissement lui-même. Apparaissant très rapidement dès le début du vieillissement, il continue de s'accroître en fonction du temps, mais paraît toutefois tendre vers une limite stable. On ne peut alors le faire disparaître et rendre aux joints un aspect normal que par une nouvelle mise en solution.

Les expériences, pratiquées sur une dizaine de nuances d'alliages chargés différemment en éléments d'addition, prouvent que, dans le cas des Ni-Cr et Ni-Cr-Co, l'apparition du phénomène n'est pas étroitement liée à la composition. On peut toutefois noter que les teneurs en Al sont toujours restées comprises entre 1,3 et 2, et celles en Ti entre 2,4 et 3,2.

Des essais visant à produire le phénomène à la suite d'un écrouissage mécanique, au lieu d'un effet de trempe, n'ont amené qu'exceptionnellement la formation de zones. Un tel résultat peut tenir à plusieurs causes : différence entre les contraintes de trempe et celles dues à un effet mécanique, variation de l'état physicochimique dans la matière avoisinant immédiatement la surface intergranulaire en fonction du mode de refroidissement, impossibilité de progression du phénomène dans une matrice déjà transformée par la formation de germes de préprécipitation lors du refroidissement trop lent dans l'air. On notera, à ce sujet, les observations micrographiques montrant que les joints de grains d'alliages trempés à l'air sont plus sensibles à la corrosion par les réactifs et que les matrices ainsi traitées réagissent à certaines attaques colorantes tandis que celles refroidies à l'eau restent insensibles.

(*) Séance du 24 avril 1957.

(1) *J. Inst. Metals*, **66**, 1940, p. 72; **70**, 1946, p. 243; **73**, 1947, p. 681.

(2) *La Recherche Aéronautique*, **36**, 1953, p. 25; *Comptes rendus*, **237**, 1953, p. 179.

(3) *J. Metals*, 1954, p. 211.

(4) CH. BÜCKLE et J. POULIGNIER, *Revue de Métallurgie*, **53**, 1956, p. 179.

CHROMATOGRAPHIE. — *Purification du protactinium par chromatographie et électrophorèse sur papier*. Note (*) de MM. MICHAEL LEDERER et JACQUES VERNOIS, transmise par M. Frédéric Joliot.

Des travaux sur la préparation de plusieurs milligrammes de ^{231}Pa nous ont conduits à rechercher une méthode permettant la détection des impuretés présentes en fin de traitement, et, dans ce but, nous avons entrepris l'étude de la séparation par chromatographie et électrophorèse sur papier des éléments qui accompagnent habituellement le ^{231}Pa.

Ces impuretés Ta, Nb, Zr, Ti, ainsi que le Pa, étant particulièrement solubles dans FH, nous avons étudié des solvants contenant cet acide qui permet d'éviter l'hydrolyse de ces éléments.

Les seules méthodes de séparation de Pa par chromatographie sur papier décrites jusqu'alors sont : la séparation de UX_1-UZ avec le mélange acétone-FH (1) et la séparation ^{233}Pa-Nb avec le méthyl-éthyl-cétone (2). Des séparations par échangeurs d'ions ont été aussi réalisées par K. A. Kraus

et G. E. Moore (³) et plus récemment par S. Kahn et D. E. Hawkinson (⁴) et A. G. Maddock et W. Pugh (⁵).

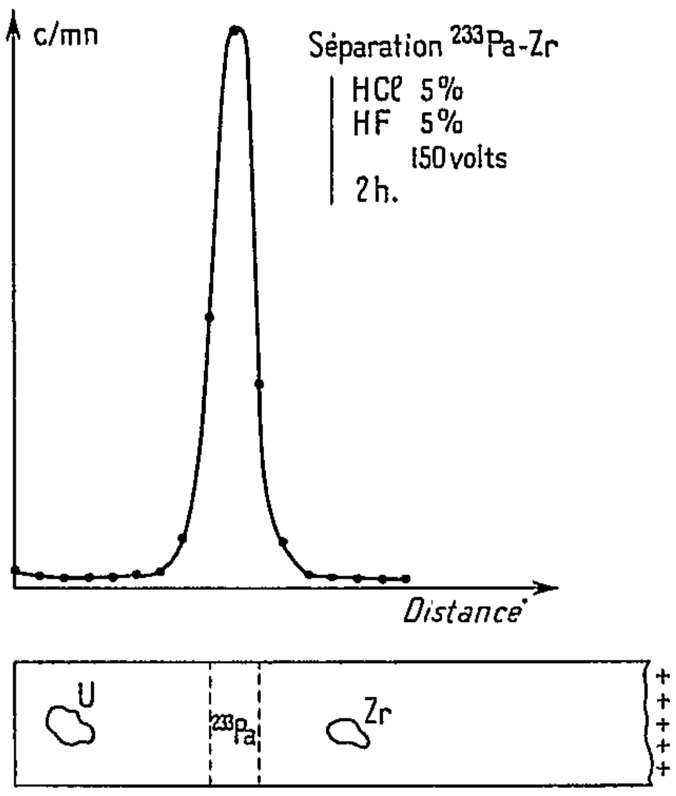


Fig. 1.

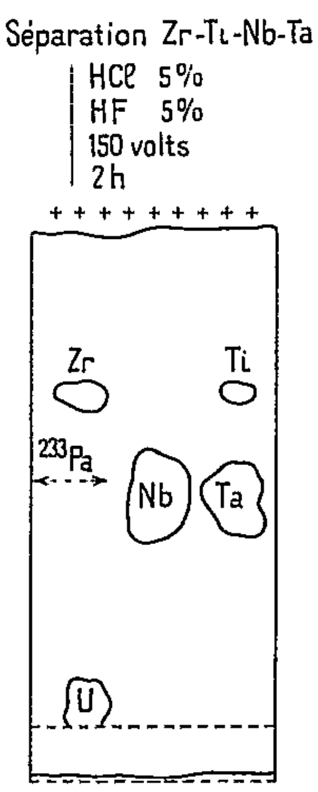


Fig. 2.

Électrophorèse sur papier. — Nous avons appliqué la technique classique (⁶) mais en utilisant des plaques de matière plastique de 1 cm d'épaisseur et des bechers en polyéthylène afin d'éviter l'attaque du matériel

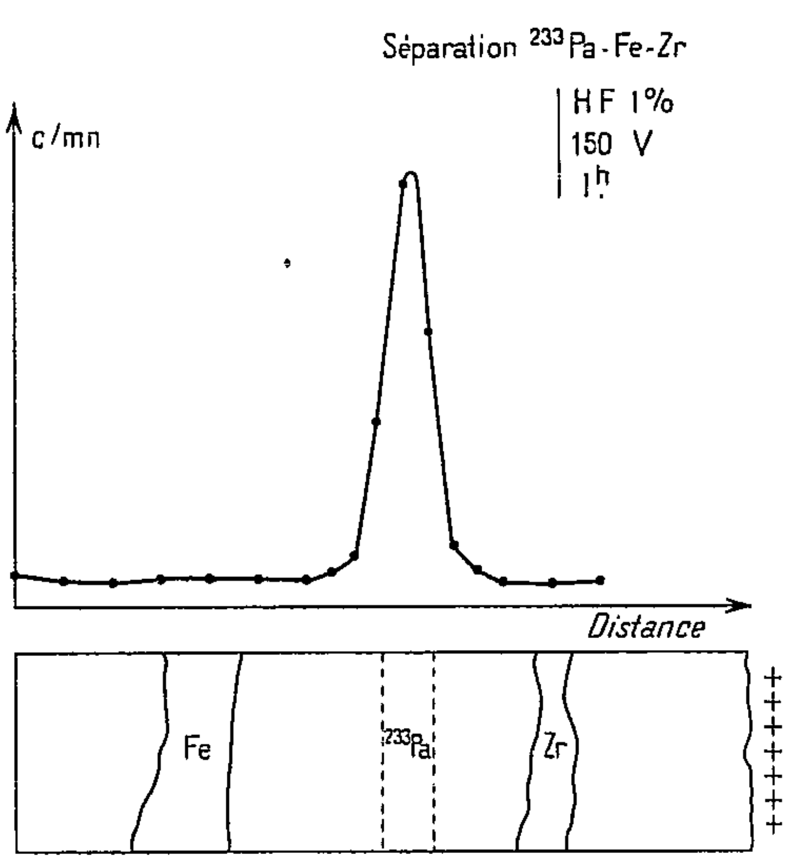


Fig. 3

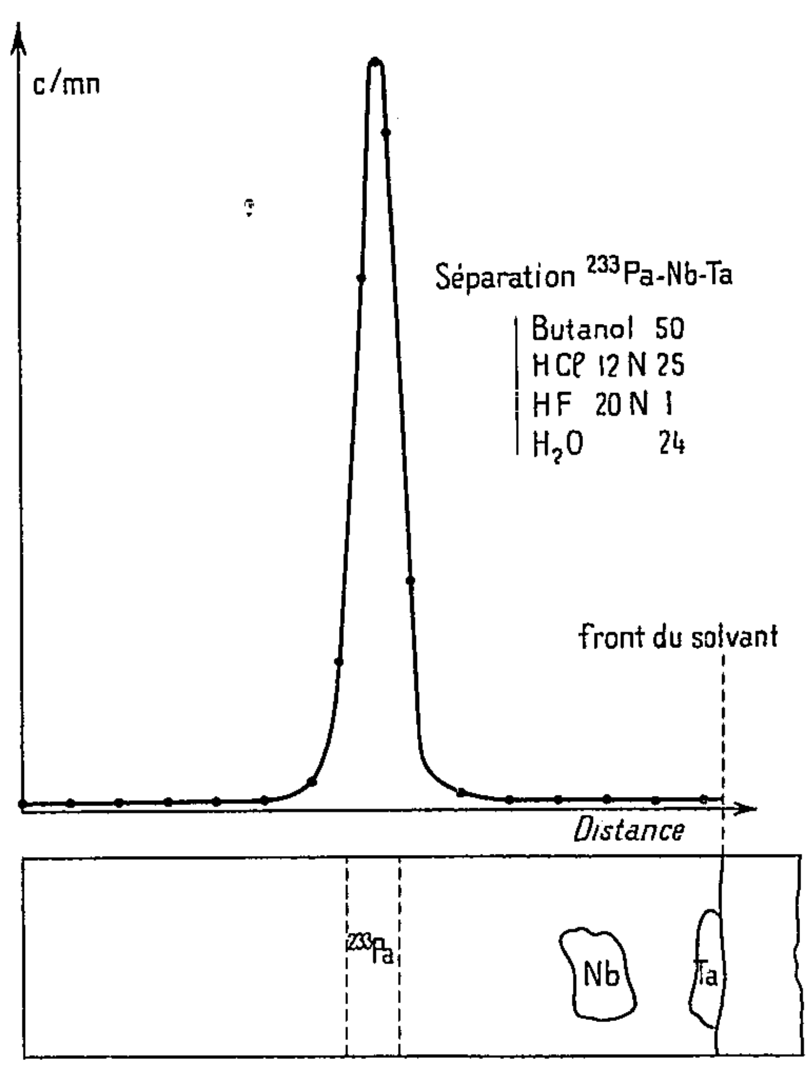


Fig. 4.

par FH. L'électrolyte ayant donné les meilleurs résultats était une solution aqueuse de FH à 5 % et de ClH à 5 % en volume.

Ce milieu nous a permis de réaliser la séparation Pa-Zr comme le montre la figure 1, ainsi que la séparation Zr-Nb (*fig.* 2).

Le Ti migre avec le Zr tandis que le Ta et le Nb migrent avec la même vitesse que le Pa. Les taches inactives étaient décelées en pulvérisant sur le papier une solution ammoniaco-alcoolique de 8-hydroxy-quinoléine et le ^{233}Pa utilisé comme indicateur de Pa était détecté par son rayonnement.

Une solution aqueuse de FH à 1 % nous a, d'autre part, permis d'effectuer la séparation Fe-Zr-Pa comme le montre la figure 3.

Chromatographie sur papier. — Des mélanges de butanol et de FH, additionnés ou non de petites quantités de ClH, produisent des comètes avec des éléments tels que Zr, Nb, Ta. Ce phénomène est supprimé par la présence de grosses quantités de ClH.

Les meilleures séparations de Pa-Ta-Nb étaient obtenues avec le mélange butanol -ClH(12 N)-FH(20 N)-eau (50/25/1/24) comme le montre la figure 4.

Le Zr n'est pas séparé totalement de Pa, cependant une bonne séparation ^{95}Zr-^{95}Nb à l'échelle des indicateurs a été obtenue.

Une augmentation de la quantité de FH dans le solvant ne change pas la valeur de R_f de Ta, Pa et Zr, mais diminue la différence entre celles de Ta et Nb, ces deux derniers migrant avec le front du solvant.

Par électrophorèse sur papier la séparation de microquantités de Pa de Zr est ainsi réalisée de même que la séparation Zr-Nb; d'autre part, par chromatographie sur papier, on sépare le Pa du Ta et du Nb.

Le comportement d'autres radioéléments dans ce système, ainsi que les variations de R_f en fonction de la quantité de FH et de ClH sont à l'étude.

(*) Séance du 8 avril 1957.

(1) M. LEDERER, *Progrès récents de la Chromatographie*, IIIe partie, Hermann et Cie, Paris, n° 1240, 1956.

(2) A. J. FUDGE et J. L. WOODHEAD, *Analyst*, 81, 1956, p. 417.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 2900.

(4) *J. Inorg. Nuclear. Chem.*, 3, 1956, p. 153.

(5) *J. Inorg. Nuclear. Chem.*, 2, 1956, p. 114-117.

(6) M. LEDERER et F. L. WARD, *Anal. Chim. Acta*, 6, 1952, p. 355.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la préparation et la composition des siliciures de lithium.* Note (*) de M. **ÉMILE MASDUPUY**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'union directe du silicium et du lithium ne nous ayant pas permis de séparer un composé défini, nous avons tenté l'action du silicium sur l'hydrure du métal. Si et LiH, intimement mélangés et chauffés en atmosphère d'argon, se combinent dès 600°. La réaction conduit à un mélange de siliciures, vraisemblablement Li_4Si_2 et Li_6Si_2, contenant en outre de l'hydrure et du silicium qui n'ont pas réagi.

Dans un travail antérieur (1) nous avons montré que la combinaison

directe, dans le vide, entre 400 et 500° C, du silicium et du lithium ne conduit pas, comme l'avait indiqué H. Moissan [2], au seul composé Li_6Si_2. Il se forme en réalité un mélange de siliciures dans lequel se trouvent encore du silicium et du lithium demeurés libres. Cette méthode de préparation, d'autre part, ne permet pas d'obtenir un produit homogène, du fait de la difficulté qu'on éprouve à diviser le lithium et à bien mélanger les éléments qu'on fait réagir.

Ce résultat nous a incité, dans l'espoir d'obtenir un produit moins complexe et plus homogène, à tenter, par analogie avec ce qui a été fait dans le cas du calcium [3], l'action du silicium, non plus sur le lithium lui-même, mais sur son hydrure.

A l'aide d'un four électrique muni d'un thermocouple, nous avons progressivement chauffé, en atmosphère d'argon, du silicium et de l'hydrure de lithium finement pulvérisés, intimement mélangés, et disposés dans un creuset en nickel. Nous avons observé qu'ils commençaient à réagir entre 570 et 600° C. Dès 610°, la réaction est rapide, et elle se poursuit au fur et à mesure que la température croît. Elle s'accompagne d'un abondant dégagement d'hydrogène, qui permet de suivre commodément sa marche.

Nous avons laissé la température s'élever jusqu'à 720° C, dépassant ainsi nettement le point de fusion de LiH (680°). La réaction était alors généralement terminée. Dans le cas contraire, les produits étaient maintenus à 720° jusqu'à cessation du dégagement gazeux. Ils étaient ensuite refroidis au contact de l'hydrogène libéré par la réaction.

Nous avons obtenu ainsi un solide gris-violet foncé, d'apparence homogène, assez friable, à cassure cristalline. La présence de siliciures de lithium y est démontrée par le fait qu'il est très vivement attaqué par l'eau et par l'acide chlorhydrique étendu avec production d'un gaz qui, à l'air, s'enflamme spontanément avec explosion.

Nous avons déterminé sa composition en nous aidant de ce que l'équation

$$m\,\mathrm{LiH} + n\,\mathrm{Si} \rightarrow \mathrm{Li}_m\mathrm{Si}_n + \frac{m}{2}\mathrm{H}_2$$

traduit très certainement la réaction que nous avons observée. L'hydrogène formé ne peut en effet, dans une réaction secondaire, s'unir au silicium, cette combinaison ne s'effectuant, comme l'ont montré C. Friedel [4], E. Vigouroux [5], A. Dufour [6], qu'à des températures bien supérieures à celles que nous avons utilisées, et en très faibles proportions. L'action du silicium sur LiH ne s'accompagne pas non plus de la formation directe de siliciures d'hydrogène, car le gaz que nous avons recueilli pouvait être conservé pendant plusieurs jours au contact de l'eau, sans qu'on observe une augmentation de volume ou l'apparition de silice. La mesure du

volume d'hydrogène libéré permet ainsi de déterminer la masse de l'hydrure qui a participé à la réaction, donc celle du lithium qui s'est combiné au silicium.

Dans aucune de nos expériences, l'hydrure de lithium n'a réagi en totalité. La quantité de ce corps resté mélangé aux siliciures s'obtenait par différence entre la masse de LiH mis en œuvre et celle qui correspondait à l'hydrogène dégagé. Nous avions naturellement vérifié que l'hydrure utilisé pour nos préparations, chauffé seul jusqu'à 720° en atmosphère d'argon, ne donnait lieu à aucun dégagement gazeux.

Pour doser le silicium combiné et celui qui avait pu demeurer à l'état libre, nous avons grossièrement broyé le produit préparé, puis l'avons projeté, par petites fractions et en atmosphère de CO_2, dans de l'acide chlorhydrique étendu. A partir du silicium combiné se formaient alors des siliciures d'hydrogène et de la silice, cette dernière provenant vraisemblablement d'une décomposition partielle des silanes au sein du liquide. Les silanes qui se dégageaient, se trouvant en atmosphère de gaz carbonique ne se détruisaient pas, comme ils l'auraient fait au contact de l'air, et nous évitions ainsi l'importante cause d'erreur qu'aurait constitué, pour la suite de notre analyse, la libération de silicium amorphe marron qui, lorsqu'on opère à l'air, accompagne fréquemment l'inflammation spontanée des siliciures d'hydrogène. Quant au lithium des siliciures et à celui de l'hydrure restant, il passait à l'état de chlorure. Nous devions veiller à ce que la solution demeure toujours franchement acide; le silicium libre restait ainsi inaltéré, ce qui n'aurait pas été le cas si une partie du lithium avait pu former de l'hydroxyde.

Séparé du liquide par filtration, le silicium libre était ensuite dosé commodément et avec précision, sans qu'il soit nécessaire d'éliminer la silice avec laquelle il était mélangé, par action d'une solution de soude et mesure du volume de l'hydrogène dégagé. La masse du silicium combiné s'obtenait par différence, à partir de la masse du silicium utilisé pour la préparation.

Les proportions de silicium et d'hydrure que nous avons fait réagir, dont certaines correspondent sensiblement à l'une des formules Li_4Si_2 ou Li_6Si_2, ainsi que les résultats de l'analyse des produits formés, figurent dans le tableau ci-après .

Les variations du rapport atomique Li/Si relatif aux éléments combinés montrent que dans aucun de nos essais ne s'est formé un siliciure de lithium unique. Les valeurs de ce rapport semblent indiquer d'autre part que nous avons obtenu, dans chacune de nos préparations, un mélange en proportions variables des composés Li_4Si_2 et Li_6Si_2.

Ce mélange est analogue à celui qui résulte, dans les conditions que nous avons rappelées, de la combinaison directe du silicium et du lithium.

Le rapport atomique Li/Si des éléments combinés y est toutefois plus élevé que dans ce dernier, ce qui indique une teneur plus grande en Li_6Si_2.

Composition du mélange initial $\left(\frac{\text{n. de mol-g LiH}}{\text{n. d'at-g Si}}\right)$.	Composition du produit obtenu.				
	LiH non combiné (%).	Si non combiné (%).	Li combiné à Si (%).	Si combiné (%).	Rapport atomique Li/Si des éléments combinés.
1,77..........	2,3	26,2	28,3	43,1	2,66
2,03..........	0,7	20,0	32,8	46,4	2,86
2,02..........	1,5	22,0	31,9	44,5	2,91
2,86..........	15,8	17,7	26,8	39,7	2,73
3,01..........	16,9	15,7	26,9	40,2	2,71
3,03..........	16,4	12,4	27,5	43,5	2,56

En définitive, pas plus que la précédente, la nouvelle méthode que nous avons essayée ne nous a permis d'obtenir des siliciures de lithium séparés. Cependant, plus commode à mettre en œuvre et à suivre, elle conduit également à un produit beaucoup plus homogène.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) E. MASDUPUY, *Thèse Sc.*, Toulouse, 1956.

(2) *Comptes rendus*, 134, 1902, p. 1083; *Bull. Soc. chim.*, [3], 27, 1902, p. 1203.

(3) L. WÖHLER et F. MÜLLER, *Z. anorg. allg. Chem.*, 120, 1921, p. 49; V. LOUIS et H. FRANCK, *ibid.*, 241, 1939, p. 117.

(4) *Ann. Chim.*, [5], 20, 1880, p. 33.

(5) *Comptes rendus*, 120, 1895, p. 367; *ibid.*, 138, 1904, p. 1168.

(6) *Comptes rendus*, 138, 1904, p. 1040.

(*Laboratoire de Chimie minérale de la Faculté des Sciences, Toulouse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur les produits secondaires de la préparation de diénones conjuguées à partir d'éthynyl-carbinols tertiaires et d'esters acétylacétiques.* Note (*) de MM. **YVES-RENÉ NAVES, PIERRE ARDIZIO** et **BERTRAND WOLF**, présentée par M. Marcel Delépine.

La production des diénones conjuguées par le chauffage d'éthynyl-carbinols tertiaires avec les acétylacétates d'alcools légers est accompagnée, dans le cas des pseudoionones, de leurs homologues ou de leurs analogues, de celle d'une cétone isomère cyclopenténique, soit, dans celui des pseudoionones, de celle du méthyl-1 isopropylidène-3 (oxo-2₃ butyl)-2 cyclopentène-1.

La production de diénones à partir des éthynyl-carbinols tertiaires a été réalisée indépendamment par plusieurs auteurs ou groupes d'auteurs au cours des dernières années, soit par la pyrolyse des esters acétylacétiques desdits carbinols (1), (2), (3), soit par le chauffage de ces alcools avec des acétylacétates d'alcools légers (3), (4), (5) en présence ou non de catalyseurs.

Appliquées à la préparation de pseudoionones, de leurs homologues ou de leurs analogues, ces réactions ont livré, concurremment aux produits attendus, des cétones isomères saturées en α du carbonyle et dont la formation peut être, dans certains cas ([6]), prédominante.

P. Teisseire a été le premier à faire connaître la production de tels isomères ([5]). Il a décrit celui accompagnant les pseudoionones comme monocyclique, avec deux liaisons éthyléniques conjuguées et ayant pour structure (I). Toutefois, cet auteur n'a pu observer un rendement notable en cétone analogue au cours de la préparation des pseudoirones (méthyl-3 pseudoionones).

Alors que la publication des travaux que nous venons de consacrer au cours des dernières années aux cétones isomères des pseudoionones ou de leurs homologues était annoncée ([6]), O. Isler et ses collaborateurs viennent de décrire, devant l'Assemblée d'Hiver de la Société Suisse de Chimie ([7]), la structure (II) de celle correspondant aux pseudoionones, établie par l'hydrogénation suivie de la dégradation en acide puléganique (III). A l'inverse de (I), la structure (II) ne comporte pas de liaisons éthyléniques conjuguées.

La publication effectuée par O. Isler et ses collaborateurs nous amène à prendre date sur nos propres travaux; ceux-ci confirment la structure (II).

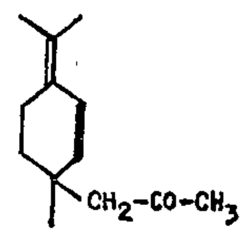
Nous avons obtenu la cétone isomère des pseudoionones avec un rendement atteignant 23 % de la théorie. Régénérée de sa semicarbazone F 137,5-138°, elle a pour caractères : $É_{1,3}$ 78-79°; d_4^{20} 0,9176; n_D^{20} 1,48290; $n_F - n_C$ 0,01154; RM_D 59,80 (calculé 59,10). Sa dinitro-2.4-phénylhydrazone (DNP) F 88-89°. La microozonolyse selon Dœuvre-Naves ([8]) indique 90-92 % $>C=CH_2$ et la présence de ce groupement est confirmée par l'examen infrarouge. De ce spectre on déduit que l'autre chaînon éthylénique est quaternaire ($>C=C<$). L'étude des absorptions ultraviolettes de la cétone et de ses dérivés montre qu'il n'y a pas conjugaison de liaison éthylénique, ce que confirme l'absorption infrarouge $\nu(C=O)$ de 1 720 cm^{-1}. La dégradation par l'hypoiodite montre qu'il s'agit d'une méthylcétone.

L'hydrogénation catalytique [$Pt(O_2)$; acétate d'éthyle; 20°; 730 mm] limitée à l'absorption de H_2 a saturé $>C=CH_2$. La dihydrocétone ($É_{2,5}$ 89-90°; d_4^{20} 0,9034; n_D^{20} 1,46848) donne une semicarbazone F 139,5-140°; une DNP F 94-06°.

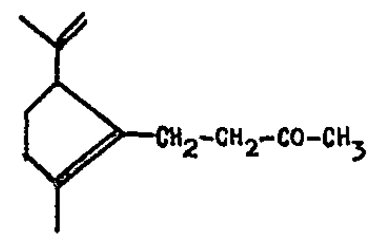
La semicarbazone diéthylénique réduite selon Wolf-Kishner a donné l'hydrocarbure $C_{13}H_{22}$, $É_{1,8}$ 57-58°; d_4^{20} 0,8307; n_D^{20} 1,46870; $n_F - n_C$ 0,01117, qui a été hydrogéné [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 730 mm] en $C_{13}H_{26}$: $É_{1,8}$ 66°; d_4^{20} 0,8086: n_D^{20} 1,44552; $n_F - n_C$ 0,00804; RM_D 60,03 (calculé 60,03).

Le même hydrocarbure $C_{13}H_{26}$ (d^{20}; n_D^{20}; $n_F - n_C$; spectre infrarouge) a été obtenu en réduisant la cétone $C_{13}H_{20}O$ en alcool saturé [$Pt(O_2)$; acide acétique; 60°; 730 mm], déshydratant ce dernier par SO_4HK et hydrogénant à saturation [$Pt(O_2)$; acétate d'éthyle 20°; 730 mm]. L'hydrocarbure $C_{13}H_{24}$ ($É_{1,3}$ 56-57°; d_4^{20} 0,8224; n_D^{20} 1,45603; $n_F - n_C$ 0,00905; RM_D 59,56

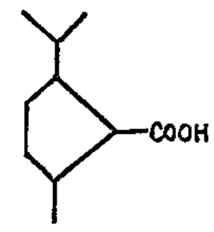
(calculé 59,56) montre dans l'infrarouge $\nu(C=C)$ 1642 cm^{-1}; $\delta(C-H)$ 910 et 968 cm^{-1} (groupement $-CH=CH_2$).



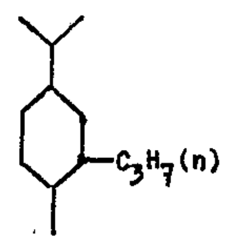
I



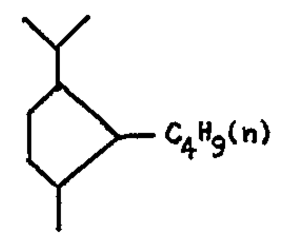
II



III



IV



V

Les synthèses suivantes ont été effectuées :

n-propyl-2 paramenthane (IV) par la réaction du bromure de *n*-propyl-magnésium sur un mélange des carvomenthones cis et trans, la déshydratation de l'alcool tertiaire sur SO_4HK en *n*-propyl-2 paramenthène-1 (spectre infrarouge : $>C=C<$) et l'hydrogénation de ce dernier [Pt(O$_2$); acide acétique; 60°; 725 mm]. Caractères de (IV) : $É_2$ 68-70°; d_4^{20} 0,8228; n_D^{20} 1,45202; $n_F - n_C$ 0,00815; RM_D 59,74 (calculé 60,03).

Méthyl-1 isopropyl-3 n-butyl-2 cyclopentane (V) par la réaction du bromure de *n*-butyl-magnésium sur un mélange des dihydrocamphrephorones cis et trans, la déshydratation de l'alcool tertiaire sur SO_4HK en méthyl-1 isopropyl-3 *n*-butyl-2 cyclopentène-1 (spectre infrarouge : $>C=C<$) et l'hydrogénation de ce dernier [Pt(O$_2$); acide acétique; 60°; 732 mm].

Les caractères de (V) et notamment de spectre infrarouge l'identifient aux deux préparations d'hydrocarbure $C_{13}H_{26}$ réalisées à partir de la cétone monocyclique $C_{13}H_{20}O$. Ainsi donc celle-ci possède le squelette de (V) et non celui de (IV) et sa structure est bien (II).

Les homologues ou analogues ci-après et leurs dérivés ont été obtenus :

A partir du méthyl-3 linalol, à côté des pseudoirones : le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 (oxo-2$_3$ butyl)-2 cyclopentène-1 (16 % de la théorie). Régénéré de sa semicarbazone F 148-149° : $É_{1,5}$ 88-89°; d_4^{20} 0,9239; n_D^{20} 1,48640; $n_F - n_C$ 0,01193; RM_D 64,74 (calculé 63,73); spectre infrarouge : $\nu(C=O)$ 1719 cm^{-1}; $\nu(C=C)$ 1638 cm^{-1}; $\delta(C-H)$ 891 cm^{-1}; DNP F 107-109°. Dihydrocétone : $É_2$ 95-96°; d_4^{20} 0,9082; n_D^{20} 1,47412; $n_F - n_C$ 0,01002; RM_D 64,44 (calculé 64,10); semicarbazone F 152,5-154°; DNP F 107,5-109°.

La semicarbazone F 148-149° traitée selon Wolf-Kishner a donné le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 butyl-2 cyclopentène-1; $É_{1,4}$ 60° d_4^{20} 0,8433; n_D^{20} 1,47388; $n_F - n_C$ 0,01074; hydrogéné en $C_{14}H_{28}$ [Pt(O$_2$); acide acétique;

60°; 734 mm] : $É_{2,4}$ 75-76°; d_4^{20} 0,8286; n_D^{20} 1,45515; $n_F - n_C$ 0,00800; RM_D 64,27 (calculé 64,65).

A partir du méthyl-3 linalol, à côté des méthyl-9 pseudoirones (par l'α-méthyl-acétylacétate d'éthyle) (20 % de la théorie) : le diméthyl-1.3 isopropylidène-3 (oxo-2_3 métho-2_2 butyl)-2 cyclopentène-1 : $É_3$ 96-97°; d_4^{20} 0,9265; n_D^{20} 1,48802; $n_F - n_C$ 0,01127; RM_D 64,12 (calculé 63,73); spectre infrarouge : ν(C=O) 1716 cm^{-1}; ν(C=C) 1640 cm^{-1}; δ(C—H) 890 cm^{-1}; semicarbazone F 152-153°.

A partir du mélange du (cyclohexylidène-γ propyl)-éthynyl-méthyl-carbinol et du (cyclohexényl-γ propyl)-éthynyl-méthyl-carbinol : le méthyl-1 cyclohexényl-3 (oxo-2_3 butyl)-2 cyclopentène-1 [*voir* ([9])]. Étude par E. Hoegger : l'alcool saturé [Pt(O_2); acide acétique; 60°; 729 mm] $É_{2,4}$ 140-141°; d_4^{20} 0,9445; n_D^{20} 1,48880; $n_F - n_C$ 0,00935; RM_D 72,775 (calculé 73,21) (cétone correspondante : semicarbazone F 142-143°; DNP F 51-52°) n'a pu être déshydraté en hydrocarbure éthylénique par les agents acides (cyclisation?); la pyrolyse du stéarate et celle du xanthogénate ont donné des produits indistincts. Le bromure (PBr_3 et pyridine) $É_{1,5}$ 120-125°; d_4^{20} 1,1177; n_D^{20} 1,49980; $n_F - n_C$ 0,00996; RM_D 79,43 (calculé 79,45) n'a pu être déshalogéné complètement par les métaux.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) W. KIMEL et N. W. SAX, brevet U. S. n° 2 661 368 publié le 4 décembre 1953.

(2) R. N. LACEY, brevet anglais n° 741 047, publié le 23 novembre 1955; *J. Chem. Soc.*, 1954, p. 827.

(3) M. F. CARROLL, brevet anglais n° 762 656, publié le 5 décembre 1956.

(4) Y. R. NAVES, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1437; L. GIVAUDAN et Cie, demande de brevet en Hollande n° 189 384 du 22 juillet 1954; brevet français n° 1 134 798 délivré le 10 décembre 1956 sur priorité de demande en Hollande; Y. R. NAVES et P. ARDIZIO, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1480.

(5) P. TEISSEIRE, *Recherches*, n° 5, 3 juin 1955.

(6) Y. R. NAVES et P. ARDIZIO, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1409.

(7) O. ISLER, L. CHOPART-*dit*-JEAN, W. GUEX, G. RYSER et G. SAUCY, *Chimia*, 11, 1957, p. 103.

(8) Y. R. NAVES, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 297.

(9) Y. R. NAVES et P. ARDIZIO, *Bull. Soc. Chim.*, 1956, p. 1411.

(*Société Givaudan et Cie, Vernier-Genève, Suisse.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Réactivité des esters oxalacétiques monosubstitués aromatiques avec les aldéhydes cycliques.* Note (*) de M. **GEORGES HABIB LABIB**, présentée par M. Marcel Delépine.

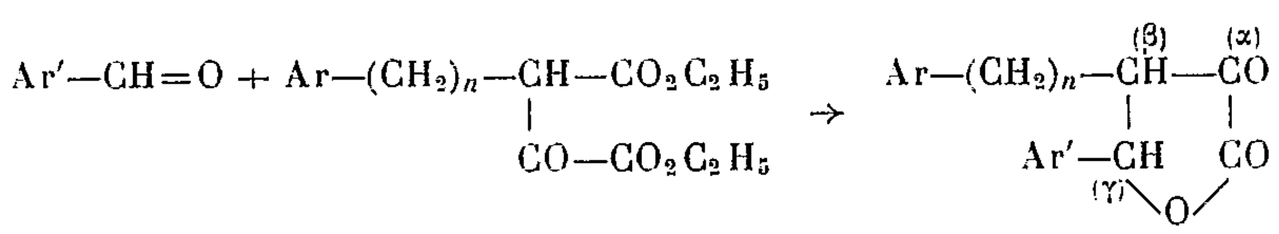
Les esters benzyl- et phénoéthyl-oxalacétiques ainsi que leurs dérivés *p*-substitués réagissent en milieu acétochlorhydrique à 100° avec les aldéhydes cycliques pour donner les α-cétobutyrolactones-β-γ substituées provenant soit de l'hydrolyse et de la décarboxylation des esters alcools cétoniques intermédiairement formés, soit de la condensation des acides α-cétoniques produits avec les aldéhydes.

Ayant préparé certains esters oxalacétiques de constitution

$$Ar{-}CH_2{-}CH(CO_2C_2H_5){-}CO{-}CO_2C_2H_5 \quad \text{et} \quad Ar{-}(CH_2)_2{-}CH(CO_2C_2H_5){-}CO{-}CO_2C_2H_5$$

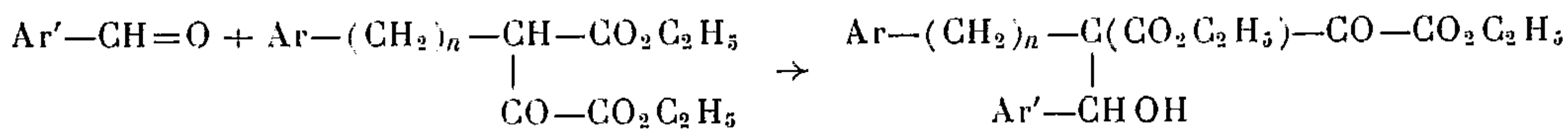
nous nous sommes proposé d'examiner leur comportement vis-à-vis d'aldéhydes aromatiques en nous plaçant dans les conditions d'hydrolyse de ces esters aboutissant aux acides α-cétoniques correspondants $Ar{-}(CH_2)_2{-}CO{-}CO_2H$ et $Ar{-}(CH_2)_3{-}CO{-}CO_2H$.

Nous avons constaté que par contact prolongé en milieu acétochlorhydrique avec les aldéhydes : benzoïque, anisique et *p*-toluique les esters oxalacétiques donnent à 100° les α-cétobutyrolactones-β-γ substituées (I)



(I)

On peut admettre qu'il y a réaction directe avec l'ester oxalacétique conduisant à un diester-cétone-alcool (II) instable donnant la cétolactone (I)

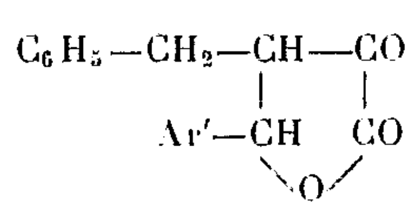


(II)

On peut aussi penser à la formation aux dépens de l'ester oxalacétique de l'acide α-cétonique qui se condense avec l'aldéhyde selon le type de réaction connue.

Cette méthode permet d'accéder assez aisément aux cétolactones sans isoler préalablement l'acide α-cétonique; à part les cétolactones dérivées de l'ester benzyloxalacétique, les autres n'avaient pas encore été obtenues.

1. L'ester benzyloxalacétique $C_6H_5{-}CH_2{-}CH(CO_2C_2H_5){-}CO{-}CO_2C_2H_5$ conduit par réaction avec les aldéhydes $Ar'{-}CH{=}O$ aux α-céto β-benzyl γ-arylbutyrolactones (III) (Rdt 26 à 29 %)



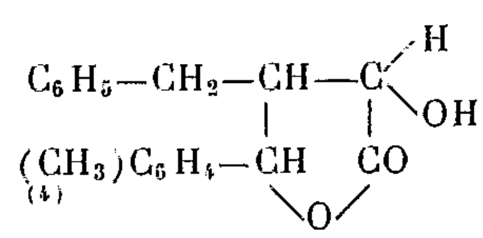
(III)

$Ar' = C_6H_5$ F 136°, lactone obtenue par Erlenmeyer [1] par condensation de l'aldéhyde benzoïque avec l'acide benzylpyruvique en présence de ClH, par Mani [2], même condensation en milieu alcalin; $Ar' = C_6H_4(\underset{(4)}{OCH_3})$ F 115-116°, lactone obtenue par Mani [2] à partir de l'aldéhyde anisique et de l'acide benzylpyruvique; $Ar' = C_6H_4(\underset{(4)}{CH_3})$ F 125°, lactone obtenue par Mani [2] par réaction de l'aldéhyde *p*-toluique avec l'acide benzylpyruvique.

Mode opératoire. — On chauffe en milieu acétique en présence d'acide chlorhydrique quantités équimoléculaires d'ester et d'aldéhyde à 100° pendant 6 h; après élimination du solvant sous vide, le résidu est repris par l'éther; un épuisement par une solution de bicarbonate de potassium donne un liquide dont l'acidification provoque la précipitation d'une petite quantité d'acide α-cétonique; la liqueur résiduelle éthérée est agitée avec de la soude à 5 %, le liquide aqueux donne par acidification par ClH la cétolactone qui est purifiée par cristallisation dans l'alcool dilué.

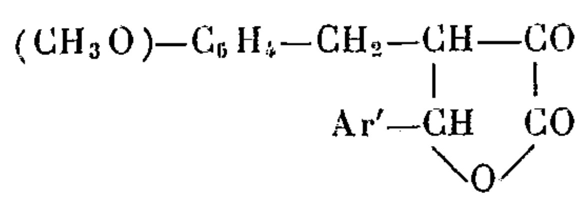
Ces cétolactones, énolisables, sont parfaitement titrables (monoacides) en présence de phénolphtaléine et donnent en solution alcoolique assez concentrée une coloration rouge avec Cl_3Fe. Elles sont décomposées rapidement à chaud en milieu alcalin en donnant l'aldéhyde aromatique et l'acide α-cétonique.

L'étude de l'α-céto β-benzyl γ-(*p*-méthylphényl) butyrolactone F 125° nous a montré que l'hydrogénation de cette lactone par l'hydroborure de potassium conduit à la lactone alcool (IV) F 118°, alors que par le nickel de Raney, on obtient un isomère F 73-74°



(IV)

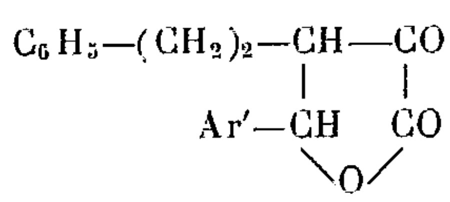
L'ester *p*-méthoxybenzyloxalacétique donne, dans des conditions de réaction identiques avec les mêmes aldéhydes, les cétolactones de structure (V)



(V)

Ar' { C_6H_5 F 106° ; $C_6H_4(OCH_3)$ (4) F 113° ; $C_6H_4(CH_3)$ (4) F 120°,5 }

2. La condensation de l'aldéhyde benzoïque ou de l'aldéhyde *p*-toluique avec l'ester phénoéthyloxalacétique conduit à l'obtention des cétolactones F 135° ou F 131°, de constitution (VI); avec l'aldéhyde anisique, nous n'avons pu isoler le produit pur



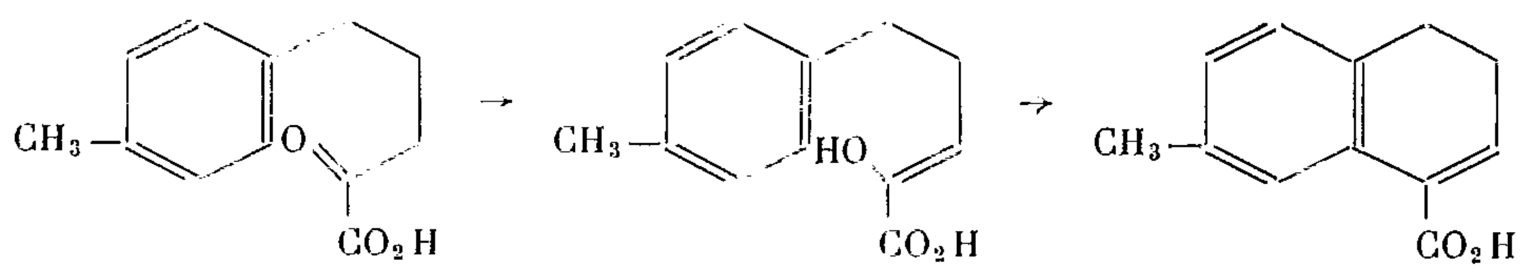
(VI)

Ar' { C_6H_5 F 135° ; $C_6H_4(CH_3)$ (4) F 131° }

L'ester *p*-méthylphénoéthyloxalacétique donne avec l'aldéhyde benzoïque une lactone F 150°, avec l'aldéhyde anisique une lactone F 119-120° se transformant en un produit F 132°,5, avec l'aldéhyde *p*-toluique une lactone F 122° se transformant également par chauffage en un composé F 135°.

L'obtention des cétolactones est réalisée selon le processus décrit plus haut; toutefois le traitement préalable, avant la séparation des cétolactones en milieu

sodique, par une solution bicarbonatée conduit à l'isolement, à côté de l'acide α-cétonique $(\underset{(4)}{CH_3})—C_6H_4—(CH_2)_2—CO—CO_2H$ F 55°, de l'acide méthyl-7 dihydro-3.4 naphtoïque-1 (VII) F 155-156° provenant de la cyclisation de l'acide α-cétonique formé, selon une réaction que nous avons précédemment indiquée ([3]), réaction favorisée par la présence du groupement (CH_3) en position para



(VII)

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) *Ber. der Deuts. chem. Gesell.*, 35, 1902, p. 1938.

([2]) Mayer Félix Mani, *Thèse Doct. Pharmacie*, Strasbourg, 1955.

([3]) G. Habib Labib, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 662.

(*Laboratoire de Pharmacie Chimique, Faculté de Pharmacie, Strasbourg.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des β-cétoesters, par action des dérivés organocadmiens sur le chlorure du malonate acide d'éthyle.* Note de MM. **Pierre Fréon** et **Frank Tatibouët**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les β-cétoesters : $R—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$ ont été obtenus par l'action des dérivés organocadmiens R_2Cd sur le chlorure du malonate acide d'éthyle : $Cl—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$, les dérivés organocadmiens réagissant sur la fonction chlorure d'acide, sans intéresser le groupement ester.

Les β-cétoesters du type $R—CO—CH_2—CO_2—C_2H_5$, dont le premier terme seul est commercial, sont d'un accès relativement assez difficile au laboratoire.

Une étude critique des méthodes de préparation connues en 1932 a été faite par J. Décombe ([1]). Depuis cette époque, les principales méthodes ayant été utilisées et présentant un certain caractère de généralité, peuvent se résumer à deux des types, déjà classiques, auxquels il n'a été apporté que des améliorations de détail :

1° Réaction du type Claisen, employant le plus souvent l'amidure de sodium comme agent de condensation;

2° Condensation de l'acétylacétate d'éthyle avec un chlorure d'acide, en présence de sodium ou de magnésium et dédoublement du produit d'addition formé.

Cependant, ces diverses méthodes ne donnent généralement pas de bons rendements avec les premiers termes.

Il nous a paru intéressant d'essayer d'obtenir les β-cétoesters par l'action des dérivés organocadmiens R_2Cd sur le chlorure du malonate acide d'éthyle, ce dernier composé étant accessible à partir de matières premières peu coûteuses.

Préparation du chlorure du malonate acide d'éthyle. — On peut l'obtenir à partir du malonate d'éthyle, qu'on transforme d'abord en sel monopotassique :

$$CH_2\begin{cases}CO_2C_2H_5\\CO_2C_2H_5\end{cases} + KOH \rightarrow CH_2\begin{cases}CO_2C_2H_5\\CO_2K\end{cases}$$

et sur lequel on fait agir le chlorure de thionyle :

$$CH_2\begin{cases}CO_2C_2H_5\\CO_2K\end{cases} + SOCl_2 \rightarrow CH_2\begin{cases}CO_2C_2H_5\\COCl\end{cases}$$

La première partie de la réaction s'effectue avec un rendement de 70 %, en traitant le malonate d'éthyle, en milieu alcoolique, par la quantité théorique de potasse, dans des conditions analogues à celles indiquées par Freund [2].

La deuxième partie de la réaction est réalisée dans des conditions assez semblables à celles données par Staudinger et Becker [3] :

Le sel monopotassique, soigneusement desséché, est mis en suspension dans l'éther anhydre et agité mécaniquement pendant quelques minutes, puis additionné, goutte à goutte, d'un léger excès de chlorure de thionyle. On termine la réaction en chauffant à reflux pendant une demi-heure et on laisse reposer une douzaine d'heures.

Le chlorure de potassium formé est essoré, ou mieux centrifugé, l'essorage étant très long.

Après avoir chassé de l'éther, le chlorure est distillé sous vide : $É_4$ 60-62°.

Le rendement est généralement de l'ordre de 30 %, et dépasse parfois 40 %.

Action des dérivés organocadmiens. — Le chlorure ci-dessus, fraîchement distillé, est condensé avec les dérivés organocadmiens, en milieu éthéré. Les résultats obtenus sont identiques lorsqu'on opère en milieu benzénique, et l'emploi d'un excès de dérivé organocadmien n'améliore pas les rendements.

Après préparation du dérivé organomagnésien correspondant, dosage de celui-ci, et passage au dérivé cadmien par addition de chlorure de cadmium, pulvérisé sec, dans les conditions habituelles, on ajoute peu à peu, en agitant

la quantité calculée du chlorure de malonate acide d'éthyle, dissout dans l'éther anhydre. On termine par un chauffage à reflux de 2 à 3 h.

Après décomposition par l'acide sulfurique dilué, extraction à l'éther et séchage, on distille l'ester β-cétonique sous pression réduite :

$C_2H_5-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_{13}$ 90°),
(*n*) $C_4H_9-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_3$ 88-93°),
(*n*) $C_6H_{13}-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_4$ 115-116°),
(*n*) $C_8H_{17}-CO-CH_2-CO_2C_2H_5$ (É$_4$ 142-150°).

Les rendements restent compris entre 17 et 25 %.

On voit que l'action des dérivés organocadmiens sur les chlorures des acides-esters β conduit aux β-cétoesters, le groupement chlorure d'acide étant seul intéressé par la réaction :

$$\begin{array}{l} CO-Cl \\ | \\ CH_2 \\ | \\ CO_2-C_3H_5 \end{array} + \frac{1}{2}CdR_2 \rightarrow \begin{array}{l} CO-R \\ | \\ CH_2 \\ | \\ CO_2-C_3H_5 \end{array} + \frac{1}{2}CdCl_2$$

Si l'on compare ces résultats, à ceux qu'on obtient lorsqu'on traite un chlorure d'acide-ester, dont les groupements fonctionnels se trouvent en positions autres que β (d'après les quelques faits déjà connus, ainsi que certains de nos travaux non encore publiés), on peut résumer l'action des dérivés organocadmiens, sur les chlorures d'acides-esters en général, de la façon suivante :

1° *Action des dérivés organocadmiens sur les chlorures d'acides-esters α.* — On n'a pas isolé jusqu'ici les α-cétoesters, ceux-ci réagissant à leur tour par leur groupement cétone, rendu actif vis-à-vis des organocadmiens par la présence du groupement ester situé en α. On aboutit uniquement à un alcool tertiaire-ester.

2° *Action des dérivés organocadmiens sur les chlorures d'acides-esters β, γ, δ, etc.* — On n'isole ici, au contraire, que les cétoesters correspondants, en positions β, γ, δ, etc., le groupement cétone formé étant pratiquement inactif dans ces conditions vis-à-vis des organocadmiens.

Il faut toutefois noter que les rendements en cétoesters sont nettement moins bons en position β qu'en positions γ, δ, etc. (20 % environ pour les dérivés β, contre 60 %, et plus, dans les autres cas).

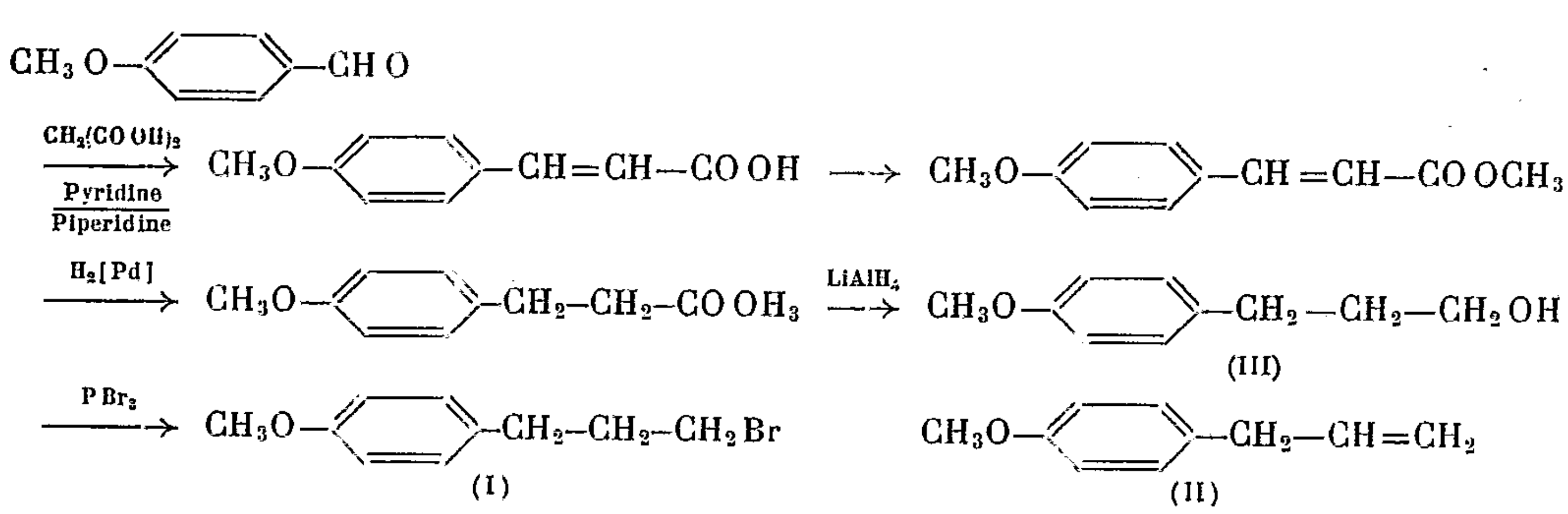
(1) *Ann. Chim.*, 18, 1932, p. 81-187.
(2) *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, 17, 1884, p. 780.
(3) *Ber. Deutsch. Chem. Gesell.*, 50, 1917, p. 1023.

CHIMIE ORGANIQUE. — *L'influence du solvant sur la fixation de l'acide bromhydrique par quelques allylbenzènes en présence de peroxydes.* Note (*) de MM. **Jacques Delobelle, Marcel Fetizon, Pierre Baranger** et Mlle **Jeanine Schalbar**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La fixation de BrH sur l'allybenzène ou le para-méthoxyallylbenzène (estragole) dans le toluène en présence de peroxyde de benzoyle donne le bromure primaire presque pur, tandis que la même réaction effectuée dans le nitrométhane donne un pourcentage élevé de bromure secondaire.

La publication récente [1] de travaux sur la fixation de l'acide bromhydrique sec sur les liaisons éthyléniques de quelques allybenzènes nous conduit à signaler des résultats similaires concernant la préparation du 1-*p*-méthoxyphényl-3-bromopropane (I), à partir de l'estragole (II). Le bromure (I), qui constitue le point de départ d'une synthèse totale de certains diterpènes, prochainement publiée, a été obtenu de deux façons :

a. à partir de l'anisaldéhyde, par l'intermédiaire du *p*-méthoxycinnamate de méthyle et du *p*-méthoxyphénylpropanol (III), déjà connus [2].



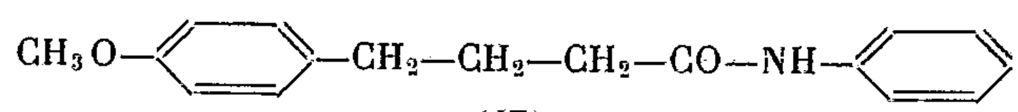
b. A partir de l'estragole commercial II, par fixation directe de BrH en présence de peroxyde de benzoyle, au sein du toluène.

Les bromures obtenus dans les deux cas ont des constantes physiques très voisines :

Bromure obtenu selon *a* : (I *a*), $\acute{E}_{0,2}$ 104-106°; n_D^{19} 1,5493. Bromure obtenu selon *b* : (I *b*) $\acute{E}_{0,06}$ 97°; n_D^{19} 1,5502.

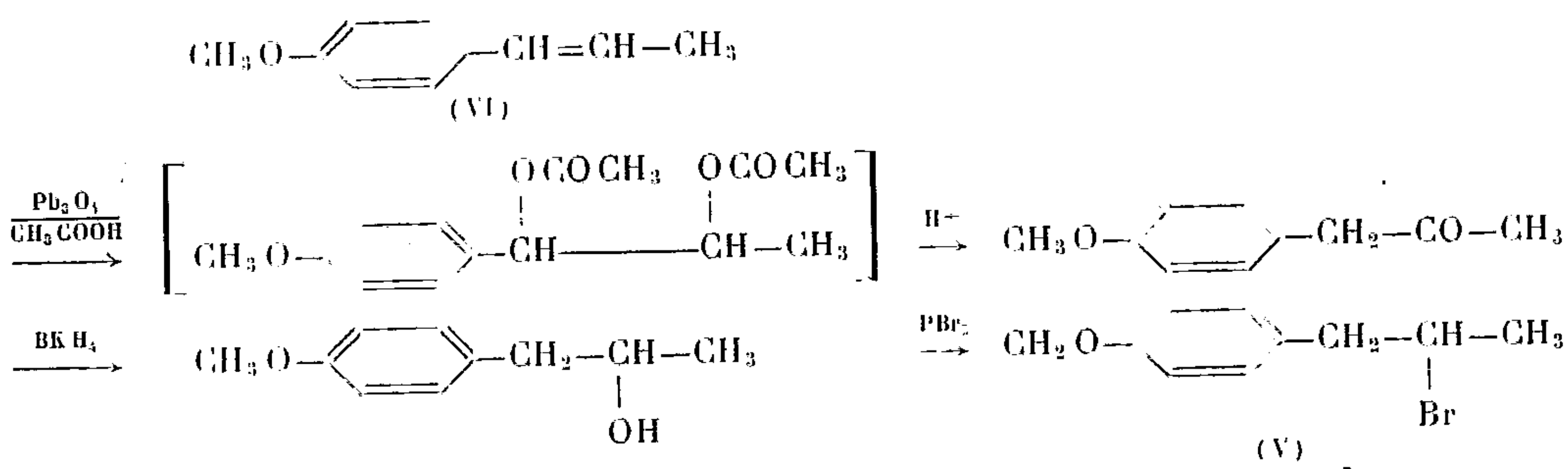
Le magnésien de chacun de ces bromures, traité par l'isocyanate de phényle, donne, comme constituant le plus abondant, l'anilide (IV) F 100-101° (cyclohexane), seul ou mélangé avec un échantillon authentique.

Analyse. — $C_{17}H_{19}O_2N$, calculé %, N 5,20; trouvé %, N 5,12.



(IV)

Les bromures (I *a*) et (I *b*) ont donc bien la structure prévue; cependant, leurs spectres infrarouges ne sont pas absolument superposables; en particulier, une bande assez intense du spectre de (I *b*), à 1 000 cm^{-1} a été attribuée à une petite quantité de bromure secondaire (V); cette hypothèse a été confirmée par l'examen du spectre de ce bromure, $É_{0,6}$ 110-112°; n_D^{17} 1,5508, préparé par une méthode non ambiguë à partir de l'anéthole (VI) :



La formation de (V), lors de la fixation de BrH sur l'estragole, s'explique simplement si l'on admet la coexistence de deux mécanismes :

a. une attaque de (II) par le *réactif radicalaire* Br·, provenant de la fission homolytique de BrH, ce qui constitue le schéma réactionnel classique de Kharasch ([3]), ([4]), avec fixation de Br· en 3, où la densité électronique est la plus élevée;

b. une attaque de (II) par le *réactif cationoïde* $Br^{\delta\ominus} \ldots H^{\delta\oplus}$ (fission hétérolytique de BrH), qui conduit à (V) (règle de Markovnikov).

Le choix du solvant n'est donc pas indifférent, puisque la fission hétérolytique de BrH (« ionisation ») est d'autant plus aisée que la constante diélectrique du solvant est plus élevée.

Une étude préliminaire de la fixation de BrH, en présence de peroxyde de benzoyle au sein de divers solvants, a vérifié qualitativement cette prévision : dans le toluène (ε_{25} 2,379) ([5a]), on obtient un bromure primaire presque pur. Par contre, dans le nitrométhane (ε_{30} 35,87) ([5b]), on obtient beaucoup plus de bromure secondaire que de primaire, comme le montre la comparaison des spectres infrarouges des bromures isolés avec ceux des bromures primaire et secondaire purs, préparés comme (I *a*) et (V). Une bande intense à 1.000 cm^{-1},qui existe seulement pour le bromure secondaire, est particulièrement significative. Un résultat analogue est obtenu dans le cas de l'estragole.

Une étude quantitative de ce phénomène est actuellement en cours.

Ces faits sont à rapprocher de ceux précédemment publiés par Michael et Weiner ([6]), qui trouvent que le triméthyléthylène fixe l'acide bromhydrique à peu près exclusivement selon la règle de Markovnikov, si le solvant utilisé est l'acétone, même en présence de peroxydes.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(¹) R. Quelet, R. Durand-Dran et R. Pineau, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1218.

(²) Ramart-Lucas et Amagat, *Comptes rendus*, 188, 1929, p. 640.

(³) Kharasch, Engleman et Mayo, *J. Org. Chem.*, 2, 1932, p. 288, 400 et 577.

(⁴) *Remick Electronic interpretation of organic chemistry*, 1949, p. 504.

(⁵ᵃ) Weissberger, *Technique of Organic Chemistry*, 7, New-York 1955, p. 73.

(⁵ᵇ) *Ibid.*, p. 219.

(⁶) *J. Org. Chem.*, 4, 1940, p. 531.

GÉOLOGIE. — *Chronologie du Quaternaire récent marocain. Principes de la corrélation fluviomarine.* Note de M. **Marcel Gigout**, présentée par M. Paul Fallot.

Les « alluvions limoneuses », plus récentes que les « limons rouges superficiels », ne forment qu'une terrasse climatique. Un diagramme résume les variations rythmées des régimes marin et fluvial; elles confirment le synchronisme entre alluvionnement fluvial et régression marine. Exemple de raccord eustatique. On définit un « dernier pluvial mineur », distinct du « dernier grand pluvial ».

Au Maroc, l'expression *alluvions limoneuses* s'applique généralement à des alluvions récentes, fines, pauvres en galets; leurs teintes sont assez claires, grises ou beiges, et leur surface n'est altérée ni par l'encroûtement calcaire, ni par la tirsification; leurs altitudes par rapport au lit actuel ne dépassent qu'exceptionnellement une quinzaine de mètres pour les portions rétrécies des grands oueds.

On a décrit le plus souvent deux terrasses faites de ce matériel limoneux. Une enquête sur les cours inférieurs de l'Oum-er-Rbia, du Cherrat, du Bou-Regreg, du Sebou, de l'Ouerrha, du Beth et de la Moulouya m'a convaincu que seule la terrasse supérieure correspond à un épisode climatique passé. Ses altitudes n'ont pas la constance voulue pour être attribuées à l'eustatisme. La terrasse inférieure peut manquer, ou être remplacée par plusieurs gradins; c'est en réalité le lit majeur moderne, et quelques restes des états intermédiaires entre la terrasse supérieure climatique et le moderne. Dans le cas du Sebou et de ses affluents, lorsqu'ils pénètrent dans la plaine du Rharb, les gradins d'abrasion disparaissent en se raccordant à la plaine même, qui constitue le lit majeur où l'alluvionnement se poursuit actuellement. M. Euzennat et A. Luquet m'ont montré par les ruines romaines de Banasa et les traces d'occupation plus anciennes, que l'alluvionnement est de l'ordre de 3 m depuis le début de notre ère et de 8 m depuis l'installation la plus ancienne, qui ne serait pas antérieure au IVᵉ ou Vᵉ siècle avant J.-C.

J'estime que le terme de Rharbien (¹) doit s'appliquer à toutes ces alluvions limoneuses, qui ont la même nature pétrographique, le même

faciès. On est alors conduit à distinguer un *Rharbien ancien*, qui est l'épisode climatique responsable de la terrasse limoneuse supérieure, et un Rharbien actuel, correspondant aux alluvions modernes. Le Rharbien ancien est daté dans le Bou-Regreg par un horizon à poteries néolithiques que j'ai signalé en 1954 ([2]).

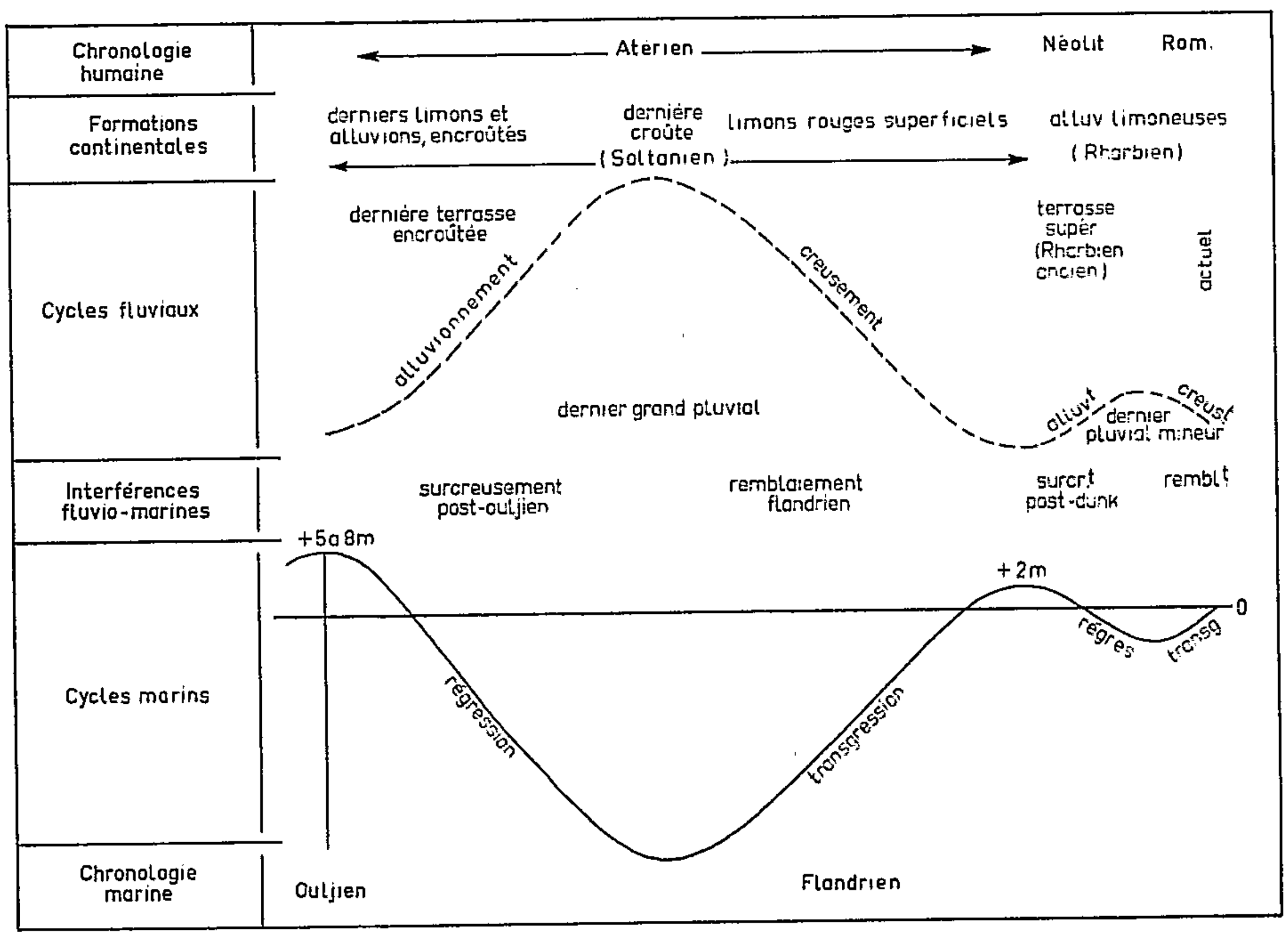


Fig. 1. — Rapports des événements et sédiments marins et continentaux du Quaternaire récent au Maroc occidental.

Les *limons rouges superficiels* ou supérieurs, ou subaériens, sont encore souvent confondus avec les alluvions limoneuses du Rharbien ancien. Il en est ainsi dans le lexique stratigraphique du Maroc, récemment paru. On a pourtant plusieurs preuves de leur indépendance :

1° D'abord les teintes, reflets des conditions climatiques lors des dépôts : les uns sont rouges ou bruns, les autres de teintes plus claires, tirant sur le gris clair ou le beige;

2° La tirsification, qui est une altération liée aussi au climat, n'affecte que les limons superficiels, non les alluvions rharbiennes;

3° J'ai montré que la plage flandrienne de + 2 m repose sur les limons rouges superficiels, tandis que le même Flandrien des rias supporte les alluvions rharbiennes ([3]);

4° Enfin les industries humaines les plus récentes que l'on connaisse au sein des limons supérieurs, ou dans leurs équivalents probables sous grottes, sont atériennes (Paléolithique supérieur), tandis que le Rharbien ancien est néolithique.

A mon avis, le terme Soltanien ([1]) s'applique aux limons rouges superficiels, à leurs équivalents sous grottes, mais en aucun cas aux alluvions limoneuses précédemment définies. Les limons rouges superficiels existent sur tout le relief, et notamment sur les « dernières alluvions encroûtées » qui forment la terrasse immédiatement antérieure à celle des alluvions limoneuses néolithiques. La terrasse du Rharbien ancien s'abaisse près des embouchures pour disparaître au niveau de la mer. Je l'ai montré en 1951 pour l'Oum-er-Rbia, et il en est de même pour les autres rivières marocaines. Cela entraîne la notion que *la phase de sédimentation fluviale correspond à la régression marine.* Sur cette base, admise maintenant par plusieurs géologues marocains ([1]), j'ai représenté par deux courbes opposées les variations rythmées de la mer et des fleuves (*fig.* 1); les sédiments et épisodes s'y intègrent de façon satisfaisante. Notons que le dernier creusement fluvial entraîne une transgression très récente, encore hypothétique. Le diagramme fait aussi ressortir deux périodes pluviales distinctes, séparées par le Flandrien de + 2 m. Le pluvial post-ouljien est incontestablement le plus important; il est universellement compris comme l'équivalent du Würm européen; je le nomme « dernier grand pluvial », pour le distinguer du pluvial postérieur au maximum marin de + 2 m, qui était mal connu au Maroc ([4]), et pourra être désigné par « *dernier pluvial mineur* »

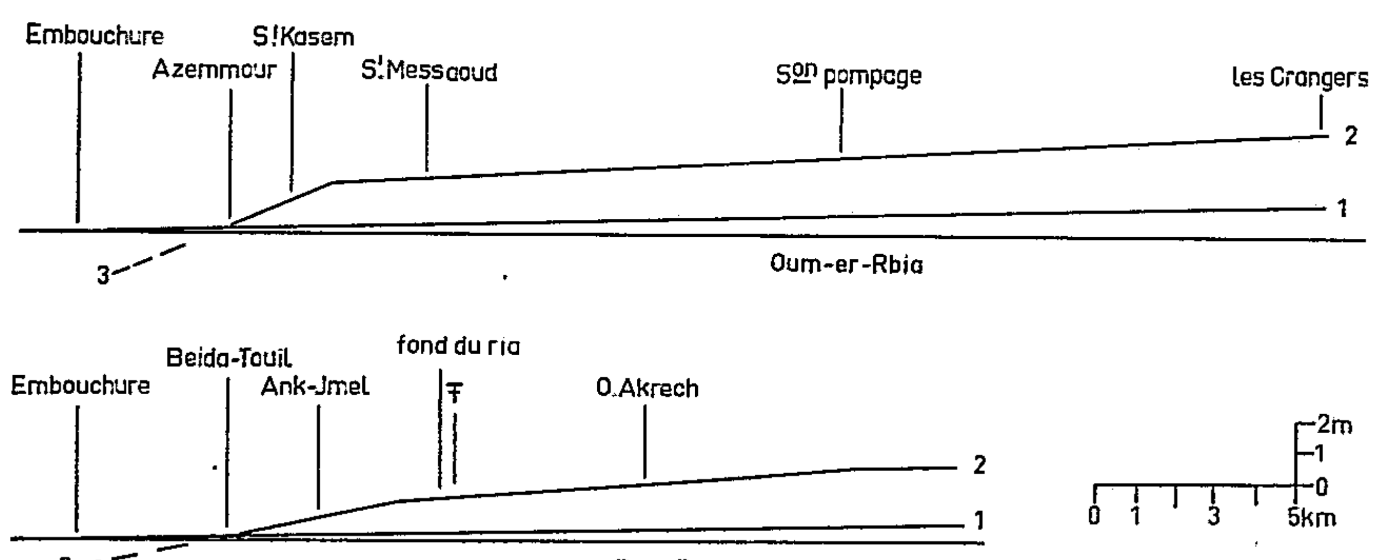


Fig. 2. — Profils en long des cours inférieurs de l'Oum-er-Rbia et du Bou-Regreg. 1, profil actuel, à l'étiage; 2, profil de la terrasse supérieure d'alluvions limoneuses (Rharbien ancien); 3, surcreusement (déduit) par érosion remontante d'origine eustatique, contemporain du Rharbien ancien. Les longueurs sont prises dans l'axe des vallées.

Il reste à examiner l'influence des variations eustatiques (du niveau de base marin) sur l'alluvionnement fluvial, autrement dit le raccord fluvio-marin.

1° A la transgression, la mer s'engage dans l'estuaire à un moment où la rivière creuse; pour le Bou-Regreg, j'ai montré en 1954 ([2]) que la mer flandrienne de + 2 m s'avançait en ria jusqu'à 9 km du goulot de Rabat-Salé.

2° A la régression marine entre Ouljien et Flandrien correspond le surcreusement prouvé des estuaires ([5]), par érosion remontante. La dernière terrasse encroûtée est contemporaine de cet épisode. Il faut donc s'attendre à ce qu'elle n'existe pas au voisinage de l'estuaire. Effectivement on ne la connaît pas dans la partie basse des rivières.

3° De son côté la régression finiflandrienne a dû produire une autre érosion remontante, contemporaine des alluvions du Rharbien ancien. De fait ces alluvions fluviales n'existent pas en aval d'Azemmour pour l'Oum-er-Rbia, ou de Beida-et-Touil pour le Bou-Regreg; ce sont des dépôts modernes d'estuaire qui les relaient. Le raccord entre la terrasse limoneuse supérieure et la mer en régression se faisait par une portion plus inclinée, qu'accusent bien les profils en long pour l'Oum-er-Rbia et le Bou-Regreg (*fig.* 2) : on voit qu'une rupture de pente marque la limite d'influence de la régression sur la terrasse fluviale. Cette limite de l'action eustatique est le « point neutre inverse » de L. Trevisan ([6]).

([1]) G. Choubert, F. Joly, M. Gigout, J. Marçais, J. Margat et R. Raynal, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.

([2]) *C. R. Soc. géol. Fr.*, n° 12, 1954, p. 266.

([3]) *Ibid.*, n° 5, 1952, p. 78. Il m'est arrivé, dans plusieurs Notes ultérieures, de désigner à tort l'épisode flandrien de + 2 m par le terme Dunkerquien.

([4]) J. Margat fait mention d'un 5e pluvial daté de la régression post-flandrienne (*Notes Serv. géol. Maroc*, 7, 1953, p. 128).

([5]) G. Lecointre, *Mém. Soc. sc. nat. Maroc*, n° 14, 1926, p. 81.

([6]) *C. R. Congrès internat. géogr. Lisbonne*, 2, 1949, p. 511.

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge et les modalités des phénomènes de charriage au Timor portugais.* Note de MM. **Robert Gageonnet** et **Marcel Lemoine**, transmise par M. Paul Fallot.

Phase majeure (charriages), début du Néogène. Phase atténuée (plis simples) : Plio-Pléistocène. Surrection actuelle de l'île. Lors des charriages, rôle essentiel de la gravité; dislocation et dispersion sur le flysch autochtone des masses en cours de charriage.

Deux Notes précédentes ([1]) ont esquissé la composition des éléments tectoniques qui apparaissent au Timor portugais. Compte tenu de l'état actuel de nos connaissances, nous allons maintenant tenter de préciser l'âge et la nature des phénomènes tectoniques qui ont abouti à la structure actuelle.

A. *Existence de plusieurs périodes de mouvements.* — Au cours du Tertiaire et du Quaternaire, des mouvements se sont produits, avec des intensités variables, avant et après le dépôt de la série de Viqueque, néogène et

quaternaire [1] : on observe en effet de façon extrêmement nette une *différence de style tectonique* très importante entre cette série, aux plis simples et réguliers, et les termes plus anciens de l'autochtone, qui sont presque toujours violemment plissés et écaillés. Cette différence est due à une importante *discordance* dont l'existence est confirmée par les faits suivants :

La série de Viqueque, transgressive, peut indifféremment reposer sur le Trias, le Jurassique ou l'Éocène de l'autochtone, aussi bien que sur des éléments charriés : près de Bibileu à l'Ouest de Viqueque, les marnes et les sables de la série de Viqueque reposent sur du calcaire Fatu perforé par des Pholades. De même, de l'Ouest de Same à l'Est d'Alas, tout le long du bord sud du massif cristallophyllien et éruptif charrié Suro-Cablac-Manufai, les sables et conglomérats de la série de Viqueque reposent, très tranquilles, à cheval sur l'autochtone plissé et sur le bord du massif charrié. Ces conglomérats contiennent d'ailleurs en abondance des matériaux provenant du complexe charrié. Enfin, sauf exceptions, on ne connaît pas de klippes du complexe charrié reposant sur la série de Viqueque. Parfois, certains affleurements plus ou moins étendus de terrains d'origine exotique apparaissent, sur une carte détaillée, complètement entourés par la série de Viqueque. Nous avons pu nous assurer dans un certain nombre de cas qu'il s'agissait de reliefs anciens qui ont été progressivement submergés par les sédiments plio-pléistocènes.

La série de Viqueque s'est donc déposée après une *première phase orogénique, majeure*, au cours de laquelle s'est mis en place le complexe charrié, aussitôt soumis à une érosion active. La direction générale du mouvement, mal définie, paraît avoir été Nord-Sud. Une *deuxième phase, très atténuée*, date du Pléistocène. Elle affecta la série de Viqueque et l'ensemble déjà très bouleversé de l'autochtone et du complexe charrié, de plis simples et réguliers, de direction générale Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est.

Quant aux récifs quaternaires, soulevés à plusieurs centaines de mètres d'altitude [3], à peine gauchis, ils témoignent d'une surrection générale de l'île qui se poursuit encore vraisemblablement à l'heure actuelle.

B. *Age de la phase majeure.* — Elle correspond à la mise en place sur l'autochtone (Permien à Éocène) des différents éléments du complexe charrié (Permien à Oligocène). Le phénomène que nous essayons de situer dans le temps ne fut pas instantané; les différentes unités ont pu arriver l'une après l'autre. Bien plus, une période initiale de compression maxima a pu fort bien être suivie d'une période plus ou moins longue au cours de laquelle les masses charriées ont poursuivi leur course sous l'influence de la gravité : leur arrivée peut dans ce cas n'être qu'un « écho » plus ou moins lointain de la phase de compression crustale qui est à l'origine de leur mouvement.

Ceci dit, en remarquant que les éléments charriés peuvent reposer sur la série de Bibileu éocène, que la partie supérieure des calcaires Fatu est oligocène, et que la série de Viqueque débute dans la moitié inférieure du Néogène (Tertiaire f_2-f_3, c'est-à-dire à peu près Burdigalien supérieur-Helvétien, d'après les déterminations de J. Sigal), nous pouvons préciser les limites entre lesquelles le phénomène a dû se produire : S'il a pu débuter plus tôt, dans les régions plus septentrionales d'où proviennent les éléments exotiques, il ne s'est manifesté, sur l'aire étudiée, qu'au plus tôt, *après l'Éocène* (*étant entendu que certains calcaires Fatu n'ont pu arriver qu'à la fin de l'Oligocène*), *et devait être terminé vers le milieu du Miocène.*

C. *Modalités de la mise en place du complexe charrié.* — L'examen d'une carte géologique même sommaire ([4]) montre que, si l'autochtone du Timor oriental constitue une masse puissante et homogène, occupant de très larges surfaces, par contre les éléments qui constituent ce que nous sommes obligés d'appeler le *complexe* ([2]) charrié sont presque partout très morcelés et disséminés, et *reposent très souvent directement sur l'autochtone, côte à côte, même s'ils appartiennent à des « unités » primitivement superposées.* Une reconstitution « en pointillé » de parties manquantes supposées enlevées par l'érosion n'aurait guère de sens : Nous ne pouvons ici parler de « nappes » continues et régulièrement superposées, mais simplement dire que les différents éléments du complexe ont dû passer primitivement les uns par dessus les autres, provenant d'aires originelles plus lointaines pour les « unités » plus élevées que pour les « unités » inférieures. Leur morcellement et leur éparpillement doivent être dus à des conditions de mise en place très particulières. Parmi les phénomènes complexes qui ont abouti à l'état de choses actuel, certains sont comparables à ceux évoqués par M. Lugeon et E. Gagnebin ([5]) pour les nappes préalpines de Suisse et de Savoie.

Le rôle de la *gravité* a dû être essentiel. Le morcellement des « nappes » s'expliquerait par leur *disjonction* ([5]) sous l'effet de leur propre poids, avec ou sans l'aide de l'érosion, donnant naissance à un essaim de blocs indépendants dont les dimensions peuvent aller de quelques centaines de mètres à plusieurs kilomètres. Ces masses disjointes ont pu ainsi, tels des glaçons partant à la dérive lors de la débâcle, poursuivre, lentement, chacun pour soi, leur route essentiellement régie par les caprices d'une surface topographique qui pouvait d'ailleurs être continûment modifiée par l'érosion. On conçoit aisément que chaque bloc en mouvement (calcaire Fatu par exemple), ayant tendance à descendre vers le bas, peut aller reposer jusque sur l'autochtone, soit en dépassant le front des unités sous-jacentes, soit en *remplissant les creux* ([5]) dus à la disjonction ou à l'érosion de celles-ci. Il n'est pas exclu que de tels mouvements aient pu se poursuivre jusqu'à l'époque actuelle, surtout si l'on tient compte

de la surrection de l'île et de son relief constamment rajeuni. Des éléments exotiques peuvent évidemment par ce processus, aller reposer sur des termes récents de la série de Viqueque, sans qu'on puisse pour cela parler de « phase orogénique ».

Les propriétés mécaniques de l'autochtone, où dominent les formations argilo-gréseuses du flysch (1) sur lesquelles se sont déplacées les masses charriées, ont dû jouer un rôle important. La structure complexe de cet autochtone montre d'ailleurs qu'il a subi les effets de ces mouvements, et il peut même être impliqué dans des écaillages qui intéressent le complexe charrié. Il joue un rôle analogue à celui de la série charriée de Sonnebait au Timor occidental (4), où, d'ailleurs, D. de Waard (5) est récemment arrivé à une conception tectonique qui s'apparente dans une certaine mesure à la nôtre. Quoiqu'il en soit, Timor a, comme toute autre chaîne, son style tectonique propre, en partie déterminé par la nature de son matériel, et auquel un schéma valable ailleurs ne peut être appliqué sans précautions.

(1) R. Gageonnet et M. Lemoine, *Comptes rendus*, 294, 1957, p. 2168 et 2246.
(2) H. R. Grunau, *Ecl. Geol. Helv.*, 46, 1953, p. 29-37.
(3) H. A. Brouwer, *Summary of the geological results; Geol. Exp. to the Lesser Sunda Islands*, 4, 1942, p. 154-160.
(4) *Voir* cartes dans Grunau (1953) et dans Brouwer (1942).
(5) *Mém. Soc. Vaud. Sc. Nat.*, 7, n° 1, 1941.
(6) *Indonesian Journal for Natural Science*, 110, p. 1-8, 9-20, 143-153, 154-160.

GLACIOLOGIE. — *Mesures et enregistrements telluriques sur le glacier d'Aletsch.* Note de Mlle **Colette Lefèvre** et M. **Hugo Fournier**, présentée par M. André Danjon.

Des courants électriques continus ou lentement variables, courants naturels (telluriques) ou artificiels, peuvent circuler dans la glace malgré la résistivité énorme d'un tel milieu. Nous avons pu mesurer des résistivités de l'ordre de la dizaine de méghomsmètre. Nous montrons que les différences de potentiel entre deux prises de glace peuvent être mesurées ou enregistrées grâce à un dispositif électrométrique.

Au Laboratoire de Géophysique appliquée de la Faculté des Sciences de Paris, nous étudions particulièrement les variations telluriques rapides. Or les procédés classiques d'enregistrement tellurique s'avèrent inopérants quand la résistance des prises de terre devient énorme.

C'est précisément ce qui se passe sur une roche aride ou sur un sol gelé, sur un glacier, sur une banquise ou sur un inlandsis. La glace, en particulier, est presque un isolant parfait : sa résistivité électrique, en effet, est de l'ordre de grandeur des dizaines de mégohms-mètre. Serait-elle un

isolant parfait qu'il existerait quand même au sein de cette glace un champ électrique, que nous continuerons à appeler un champ tellurique. C'est précisément ce champ que nous avons voulu mesurer.

Pour y parvenir, il suffit en principe d'utiliser un électromètre, et de prendre les précautions qui s'imposent en matière de mesures électrométriques. Nos associés dans cette recherche, P. Albertinoli, André Blum, J. Girard, ont construit pour nous un amplificateur électrométrique, de type classique, comportant un tube-électromètre double (Mazda 6196) suivi d'un étage d'amplification en courant continu, avec une triode double 3A5. L'amplification, en volts, de cet amplificateur électrométrique est voisine de 7. L'appareil, destiné à fonctionner sur le terrain dans les conditions les plus dures, est construit de façon telle qu'il soit léger, robuste et stable.

Le montage fut éprouvé d'abord en banlieue parisienne, où le Laboratoire dispose d'une petite station d'essais comportant deux courtes lignes telluriques identiques, parallèles. La résistance de leurs prises de terre est de l'ordre de 200 Ω. L'une des lignes nous sert de témoin : elle permet d'effectuer un enregistrement tellurique normal en se servant d'un galvanomètre placé en série sur la ligne. Sur l'autre ligne, nous intercalons une résistance élevée, de 100 MΩ ou davantage, et nous insérons l'amplificateur. Sur la même bande photographique, nous enregistrons alors côte à côte les déviations des deux galvanomètres, dont le premier, avons-nous dit, se trouve placé directement en série sur la ligne normale, tandis que le second est à la sortie de l'amplificateur. Nous constatons que les deux courbes enregistrées ont des ordonnées pratiquement proportionnelles, la sensibilité étant bien entendu plus grande avec la seconde ligne qu'avec la première.

C'est alors que nous avons pu expérimenter l'appareillage sur le glacier suisse d'Aletsch, grâce au précieux concours d'Albert Bauer et des Expéditions Polaires françaises. Voici le dispositif utilisé : la ligne tellurique est longue de 200 m; les électrodes consistent en quelques mètres carrés d'un treillage de fil de fer galvanisé enfouis sous une couche de névé. Le treillage de l'une des électrodes est replié sur la surface du glacier de façon à former un plancher conducteur qui sert de « masse » commune à tous les appareils posés sur lui, et sur lequel se place l'opérateur. La connexion entre l'électrode lointaine et la grille de commande du tube électromètre se trouve assurée par le conducteur axial d'un câble coaxial de faible section. Sur une longueur de quelques mètres à partir de l'amplificateur, la tresse métallique extérieure du coaxial est portée au même potentiel que le boîtier extérieur de l'amplificateur. Au-delà de ces quelques mètres, la tresse présente une solution de continuité de façon que le reste de cette tresse forme un conducteur isolé, sans connexion électrique ni

avec la masse, ni avec l'électrode lointaine. Le courant de sortie de l'amplificateur est envoyé dans un galvanomètre dont le spot lumineux peut être à volonté observé directement sur une échelle divisée pour des mesures visuelles de déviations, ou enregistré photographiquement sur une bande de papier à déroulement uniforme.

Un potentiomètre de prospection permet d'établir commodément une petite différence de potentiel, de quelques millivolts, entre l'électrode-plancher et le boîtier métallique de l'amplificateur. On ajuste le potentiomètre de façon à équilibrer la petite dissymétrie électrique naturelle que présentent ces électrodes. L'amplificateur doit donc reposer sur une planchette isolante, dont l'isolement peut, sans inconvénient, n'être que des plus médiocres. De même, les fils qui servent à connecter l'électrode-plancher et le potentiomètre, le potentiomètre et l'amplificateur, l'amplificateur et l'enregistreur, ne sont que des fils isolés ordinaires.

Ce mode opératoire a fonctionné de manière pleinement satisfaisante. Nous avons obtenu d'abord, sans difficulté, des enregistrements telluriques sur glace. Les enregistrements n'ont été troublés ni par les déplacements, ni par les manœuvres de l'opérateur. Pour étalonner l'appareil, nous avons pu opérer exactement comme en prospection électrique courante, en nous servant du potentiomètre : lorsqu'on insère dans le circuit une force électromotrice donnée, de n millivolts, le spot du galvanomètre dévie brusquement d'une quantité proportionnelle à n.

Nous avons alors voulu démontrer qu'on pourrait effectuer également, sur glace, les mêmes mesures de prospection électrique par courants continus artificiels qu'on a l'habitude d'effectuer sur terre. Pour cela, nous avons installé une seconde ligne, avec deux nouvelles prises de glace, et un câble isolé ordinaire pour assurer leur connexion. Cette ligne sert à injecter dans la glace un courant d'intensité infime fourni par une petite pile sèche. Quand on ferme l'interrupteur de la ligne d'injection, le spot du galvanomètre de la ligne de mesure dévie brusquement d'une quantité qui permet d'évaluer la différence de potentiel apparaissant entre les électrodes de mesure, du fait que le courant continu artificiel circule dans la glace. Nous avons obtenu 10 MΩ-m comme résistivité apparente d'une tranche de glace épaisse d'une cinquantaine de mètres.

Il résulte de nos expériences que cette technique électrométrique permet d'appliquer sur glace, sur neige ou sol gelé n'importe lequel des procédés classiques de la prospection électrique courante. Par la méthode tellurique, et surtout par la méthode magnéto-tellurique, on doit pouvoir étudier la nature et la structure du « sol » qui forme le soubassement des calottes glaciaires. Par les sondages électriques classiques, on peut espérer pouvoir mesurer commodément l'épaisseur des banquises, des sols gelés et même des inlandsis.

HISTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Particularités histologiques de la tige âgée du* Trachymene compressa *Rudge, subsp.* platyptera *Bunge.* Note (*) de M. **Robert Lemesle**, présentée par M. René Souèges.

Dans la tige âgée du *Trachymene compressa*, le bois secondaire renferme de volumineux paquets de fibres libriformes. On y remarque, d'autre part, l'existence de pseudo-trachéides lesquelles se distinguent ici par leur paroi percée de perforations, particularité non encore signalée.

Dans un précédent travail ([1]), nous avons donné quelques indications sur la structure écologique de la jeune tige du *Trachymene compressa* Rudge, subsp. *platyptera* Bunge, Ombellifère-Hydrocotyloïdée. Cette plante, classée dans la section *Platymene* DC. du genre *Trachymene*, se trouve dans des stations xérothermiques du Sud-Ouest de l'Australie, entre Port du Roi Georges et la rivière des Cygnes. Cette sous-espèce se distingue par les rameaux aériens munis de deux larges ailes, particularité exceptionnelle dans la famille des Ombellifères.

La présente Note sera consacrée à la description de la tige âgée de cette plante. Au niveau étudié, notre échantillon, de section transversale cylindrique, atteignait un diamètre de 3,5 mm; il portait encore latéralement une expression aliforme d'une largeur de 2 mm caractérisée par un parenchyme du type isolatéral diplophylle.

Comme chez le *Trachymene ericoides* Sieb., le *Tr. linearis* Spreng., le *Tr. buxifolia* Sieb., le *Tr. Clelandi* Maid. et Bech., le *Tr. effusa* Benth., espèces décrites antérieurement, le liège a ses initiales dans l'assise sous-épidermique ([2]).

La zone corticale, dépourvue de fibres et de scléréides, se réduit à 4-5 assises d'éléments à paroi cellulosique. Elle possède, par places, des canaux sécréteurs entourés d'une gaine de cellules légèrement collenchymateuses; la section de ces canaux est ovale ou elliptique (110 μ de plus grand calibre).

Le liber et le bois secondaires se réunissent en un anneau complet. Le liber est partagé en compartiments en forme de troncs de cône séparés par des rayons médullaires largement dilatés en éventail. Chacun de ces cônes libériens est muni extérieurement d'un petit cordon fibreux péricyclique auprès duquel on remarque un ou deux canaux sécréteurs dont la lumière peut atteindre 55 μ. Les cônes libériens se composent de parenchyme renfermant des strates de tissu criblé et de nombreux canaux à oléo-résine dont le calibre peut s'élever jusqu'à 70 μ.

Le bois secondaire forme un cylindre assez asymétrique; il renferme quelques plages de parenchyme cellulosique. Mais la majeure partie de ce cylindre ligneux se sclérifie, avec une prédominance marquée des éléments fibreux à lumen extrêmement réduit. Vues en coupe transversale, ces fibres affectent la forme polygonale; l'épaisseur de leur paroi est de 6 à 10 μ. Les vaisseaux sont groupés en amas plus ou moins étendus, sans orientation nette; leur section est circulaire (maximum 36 μ) ou ovale (55 μ de plus grand calibre). Ce cylindre ligneux circonscrit une moelle comprimée, formée d'un parenchyme sclérifié à la périphérie; quelques canaux sécréteurs se montrent épars dans la zone circummédullaire.

Les principaux caractères xérophytiques de cette Ombellifère sont les suivants : 1° la prépondérance, dans le bois secondaire, de volumineux paquets de fibres scléreuses à paroi épaisse et disposées irrégulièrement; 2° la réduction de la moelle; 3° le grand nombre des canaux sécréteurs et leur large lumière.

Il restait à examiner la nature des éléments vasculaires et fibreux du cylindre ligneux. Les cloisons séparatrices des constituants des vaisseaux se trouvent à des intervalles de 70 à 250 μ; ces cloisons parfois horizontales, mais bien plus souvent obliques, sont percées de perforations simples, ovoïdes ou elliptiques. En général, ces perforations n'occupent pas toute la surface de la cloison : nous avons aperçu, par places, des cloisons fortement obliques mesurant jusqu'à 72 μ de plus grand diamètre et dont la perforation ne dépassait pas 18 μ. Les faces latérales des éléments vasculaires sont pourvues de ponctuations aréolées nombreuses, rapprochées, tantôt ovoïdes ou elliptiques, tantôt fortement étirées.

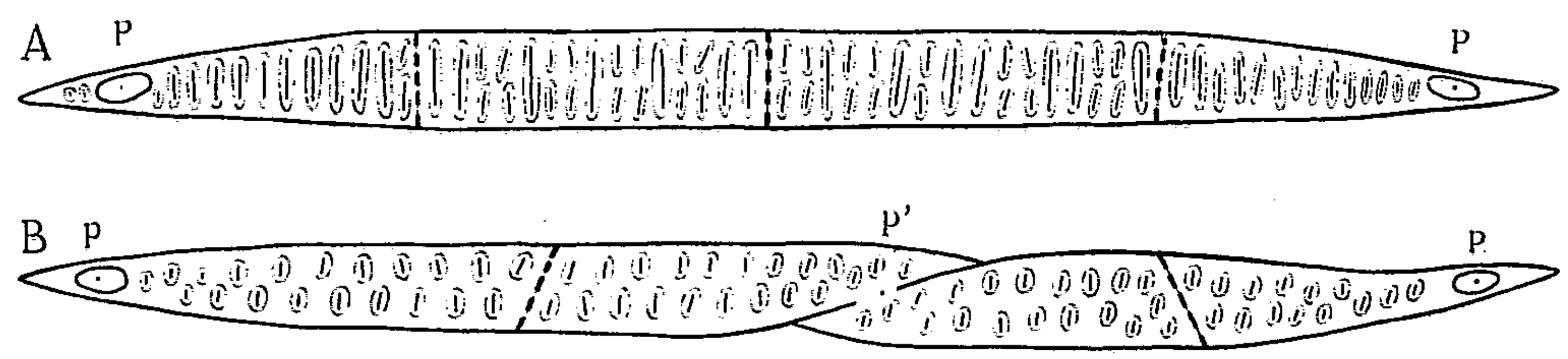


Fig. 1 (schématique). — Pseudo-trachéides perforées de *Trachymene compressa*. En A, on voit de face les perforations *p* à chaque bout. En B, superposition de deux pseudo-trachéides; *p*, perforations vues de face; *p'*, perforation vue de profil.

Quant aux fibres du bois secondaire, elles se font remarquer par leur forme fréquemment un peu flexueuse, leurs extrémités effilées, puis par la présence, sur leurs faces, de fentes obliques et croisées sans aréoles : il s'agit de fibres libriformes, lesquelles constituent l'élément prédominant du cylindre ligneux. Leur longueur varie de 150 à 400 μ.

Cependant, surtout au voisinage des vaisseaux, certaines fibres se distinguent par leurs faces munies de ponctuations aréolées elliptiques ou étirées; leurs fentes ne touchent pas le pourtour de l'aréole. La paroi de ces fibres est percée de perforations situées tantôt près des extrémités, tantôt plus loin, parfois même vers le milieu. Nous sommes en présence de « trachéides ouvertes ». Leur longueur ne dépasse guère 200 μ.

Dans les mêmes régions, nous remarquons, d'autre part, des éléments lignifiés, lesquels forment des files verticales terminées en pointe à chaque bout. Chacune de ces files, d'une longueur de 160 à 300 μ, se compose de 2 à 4 cellules allongées, à faces pourvues de ponctuations aréolées, les unes elliptiques, les autres fortement étirées. Leurs parois transversales,

horizontales ou légèrement obliques, sont creusées de petits pores. Ces éléments, semblables aux « pseudo-trachéides » décrites par nous chez le *Degeneria* ([3]) et chez quelques Bruniacées ([4]), s'en distinguent toutefois ici par une particularité non encore rencontrée : la paroi percée de perforations situées au voisinage de chaque extrémité (*fig.* 1, A). Nous les désignerons sous le terme de « pseudo-trachéides perforées ». Ces perforations établissent une communication, soit entre deux pseudo-trachéides superposées (*fig.* 1, B), soit entre une pseudo-trachéide et une trachéide ouverte.

La présence de telles « pseudo-trachéides perforées », dans le bois de cette Ombellifère, nous semble constituer un fait nouveau non encore signalé jusqu'à présent chez une Dicotylédone.

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 8, 1926, p. 1-141.

([2]) Une telle homogénéité, en ce qui concerne le lieu de formation du périderme, ne se retrouve pas dans les diverses espèces d'un genre australien voisin, le *Xanthosia*. D'après nos observations récentes, chez le *Xanthosia pilosa* Rudge, le liège est encore sous-épidermique. Mais chez *X. tridentata* DC., il prend naissance plus profondément aux dépens d'une des assises de la zone corticale externe. Chez le *X. ciliata* Hook. et le *X. rotundifolia* DC., le périderme a ses initiales dans la région médiane du parenchyme cortical.

([3]) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1122.

([4]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 165.

MYCOLOGIE. — *Les asques des Sordariales*. Note (*) de M. **Marius Chadefaud** et Mme **Jacqueline Nicot**, présentée par M. Roger Heim.

Dans une précédente publication ([1]), l'un de nous a caractérisé les Sordariales, du point de vue des asques, par la quasi-réduction de l'appareil apical de ceux-ci à un anneau apical simple ou double, non amyloïde, remarquable par sa minceur et la largeur de son ouverture, anneau qui peut demeurer rudimentaire et même, dans certains genres (tels que les *Melanospora*) ne plus se différencier du tout. Mais la structure de cet appareil apical n'a fait jusqu'ici l'objet d'aucune étude suffisamment approfondie, ni d'aucune description tout à fait adéquate. Les travaux de J. Chenantais ([2]) à son sujet, malgré leur grande valeur, sont maintenant trop anciens; ceux de Cl. Moreau ([3]), beaucoup plus récents, ont été faits en fonction des conceptions formulées en 1942, quant à la structure fondamentale de l'appareil apical des asques, par M. Chadefaud ([4]), avant que celui-ci les ait remaniées et amendées, comme il l'a fait depuis.

Les observations consignées dans la présente Note (*fig.* 1 à 11) montrent

que l'appareil apical des Sordariales, lorsqu'il est différencié, comprend : 1° un *dôme apical* oculé, distinct seulement parce que ses bords déterminent la formation d'un *bourrelet sous-apical* (*b*), dont un montage en milieu acétique peut provoquer le gonflement (*fig.* 6); 2° un *coussinet apical* plus ou moins strictement réduit à la *calotte apicale* réfringente (*c*) garnissant sa face externe, calotte qui ne se confond pas avec la partie apicale de l'exoascus, car elle peut en être séparée par une formation lenticulaire aplatie (*fig.* 3, 7 et 10), colorable ou non par le rouge Congo ou le vert Janus, et dont le centre est parfois légèrement invaginé vers l'intérieur de l'asque, dans la lumière de l'anneau (*fig.* 3, 7, 10 et 11); 3° un *anneau apical* (*a*) réfringent, mince et à lumière large, en principe double, c'est-à-dire formé de deux pièces superposées, comme chez les autres Annellascés, la pièce supérieure ayant la forme d'un ménisque à bords minces, largement perforé au centre, appliqué contre la calotte apicale, et en continuité par ses bords avec l'une des couches du dôme, tandis que l'inférieure est cylindrique (*fig.* 7 et 10); 4° reliant l'anneau à la gaine périsporiale de la première ascospore, assez souvent un *tractus apical* mal différencié (*t*), déjà décrit par Chenantais (*fig.* 3), mais pas toujours distinct; 5° dans ce tractus, ou dans le cytoplasme où il devrait s'être formé, souvent un *globule sous-apical*, peut-être protidique, tantôt lisse (*fig.* 1 et 5), tantôt hérissé de saillies arrondies ou pointues (*fig.* 2, 3 et 4), lui aussi déjà décrit par Chenantais, et même antérieurement par de Notaris, et qui est l'équivalent du corps sous-apical, de forme allongée, de certaines Diatrypales.

L'anneau paraît n'être jamais amyloïde, mais il est inexact qu'il ne soit non plus jamais colorable par le rouge Congo et le vert Janus, comme l'un de nous [1] l'avait annoncé. En fait, ses propriétés varient selon les genres, car : 1° chez le *Sordaria macrospora* (*fig.* 6 et 7), il est colorable par l'encre stylographique noire, le vert Janus, le rouge Congo, et plus faiblement par la benzoazurine 3 G (sa pièce supérieure se colorant toujours moins intensément que l'inférieure); 2° il possède des propriétés analogues chez le *Neurospora tetrasperma* (*fig.* 11); 3° chez le *Pleurage setosa* (*fig.* 9 et 10) et le *Lasiosphæria ovina* (*fig.* 2), il prend l'encre et le vert Janus, non le rouge Congo; 4° chez le *Leptospora spermoides* (*fig.* 1), il n'a d'affinités pour aucun des colorants qui viennent d'être cités. N'étant pas amyloïde, et prenant généralement l'encre stylographique et le vert Janus, parfois aussi le rouge Congo, l'anneau des Sordariales rappelle celui des Diaporthales [1], dont on sait d'ailleurs qu'elles se rapprochent aussi par la structure du centre à asques, dans leurs périthèces (centre du type *Diaporthe*). Toutefois, on doit noter que ses affinités tinctoriales croissent des espèces qu'on peut croire les moins évoluées (*Leptospora*, où elles sont nulles) à celles qui ont chance de l'être au maximum (*Sordaria*, où l'anneau prend tous les colorants essayés).

Enfin, les diverses parties de l'appareil apical des Sordariales, plus haut énoncées, qui confèrent à cet appareil une organisation analogue à celle des autres *Annellascés* ([5]), sont souvent d'observation difficile, parce que leur développement est très réduit. L'invagination de la calotte

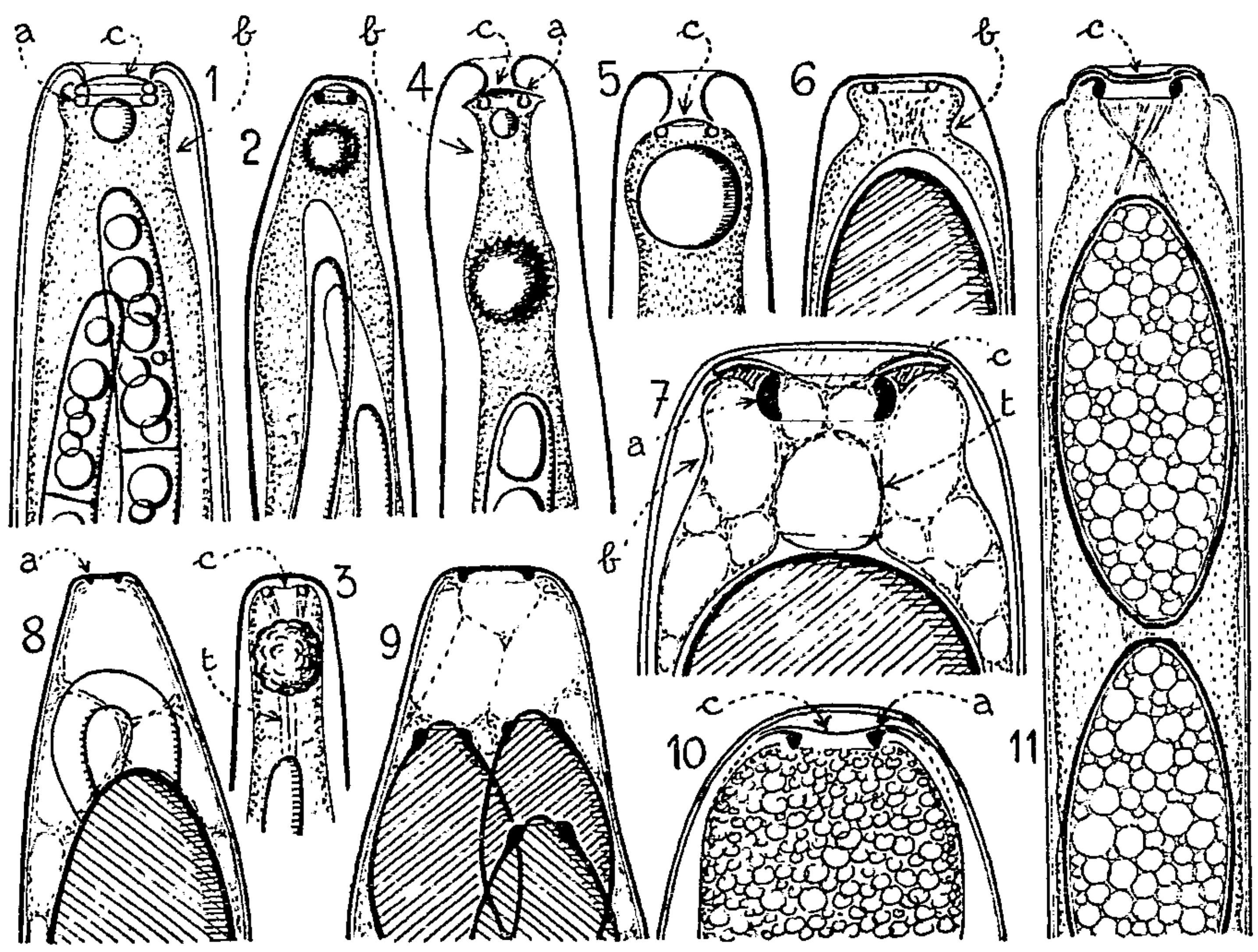


Fig. 1 à 11. — Asques de Sordariales.

1. *Leptospora spermoides* (Hoffm.); 2. *Lasiosphæria ovina* (Pers.); 3. *Lasiosphæria immersa* Karst.; 4. *Bombardia* sp. (esp. fimicole); 5. *Bizzozeria* sp. (esp. lignicole); 6 et 7. *Sordaria macrospora* Auersw. (la figure 6 représente le sommet d'un asque monté en milieu acétique, et la figure 7, celui d'un asque coloré au rouge Congo); 8. *Pleurage anserina* (Cesati); 9 et 10. *Pleurage setosa* (Winter); 11. *Neurospora tetrasperma* Shear et Dodge (asque jeune; rouge Congo); (sommets d'asques colorés à l'encre stylographique Waterman noire).

a, anneau apical; *b*, bourrelet sous-apical; *c*, calotte apicale; *t*, tractus apical; la figure 3 d'après J. Chenantais, les autres d'après nature.

apicale (*c*) dans la lumière de l'anneau peut être un équivalent rudimentaire du *manubrium* qu'encercle l'anneau des autres Annellascés. L'anneau lui-même, typique chez le *Sordaria macrospora* (*fig.* 7) et le *Neurospora tetrasperma* (*fig.* 11), encore plus nettement formé de deux pièces superposées chez le *Leptospora spermoides* (*fig.* 1), est moins bien développé dans les autres genres étudiés. Il est extrêmement mince chez les *Pleurage* (*fig.* 8 et 9), où l'on arrive pourtant parfois encore à reconnaître qu'il se compose d'une pièce supérieure méniscoïde et d'une pièce inférieure cylindrique (*fig.* 10), l'une et l'autre colorables par l'encre stylographique et le vert Janus. On a déjà dit qu'il semble faire tout à fait défaut chez le *Melanospora*.

Ajoutons encore que, selon les observations de M[lle] Galinou ([6]), que l'un de nous a contrôlées, un appareil apical assez comparable à celui des Sordariales se retrouve chez les Pyréno-Lichens de la famille des *Trypéthéliacées* (genres *Trypethelium* et *Laurera*).

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) M. Chadefaud, *Bull. Soc. mycol. de France*, 71, 1955, p. 325-337.

([2]) *Bull. Soc. mycol. de France*, 35, 1919, p. 46-139.

([3]) *Thèse*, Paris, 1950 et *Les g. Sordaria et Pleurage*, un vol. de 330 pages, Lechevalier, Paris, 1953.

([4]) *Revue de Mycologie*, 7, 1942, p. 57-88.

([5]) *Voir* M. Chadefaud, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 513.

([6]) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1146.

CHIMIE AGRICOLE. — *Influence des colloïdes humiques sur différentes phases de l'absorption des éléments minéraux par les plantes*. Note (*) de M. **Robert Blanchet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'addition d'une petite quantité de colloïdes humiques à une solution nutritive accélère considérablement l'adsorption du potassium et du phosphore à la surface des colloïdes radiculaires de plantes préalablement carencées. L'absorption proprement dite de ces éléments est ainsi plus rapide.

Des travaux antérieurs ont permis de mettre en évidence l'action stimulante des colloïdes humiques sur la nutrition minérale des plantes ([1]), et, d'après des observations plasmolytiques, d'attribuer cette action à une augmentation de la perméabilité du cytoplasme aux ions minéraux ([2]). Nous rapportons ici les résultats de quelques essais permettant d'éclairer ce mécanisme.

Techniques. — Des lots de 100 plants de Blé ont été cultivés pendant 40 jours dans des solutions nutritives extrêmement diluées, de façon que ces plantes acquièrent des besoins nutritifs intenses. Elles ont été placées ensuite dans des conditions d'environnement bien déterminées, à 25° C, en lumière artificielle intense et constante, et plongées dans une solution nutritive contenant :

N nitrique	14,2 mg/l	K	16,4 mg/l
P	5,53 »	Ca	9 »
S	5,06 »	Mg	6,8 »

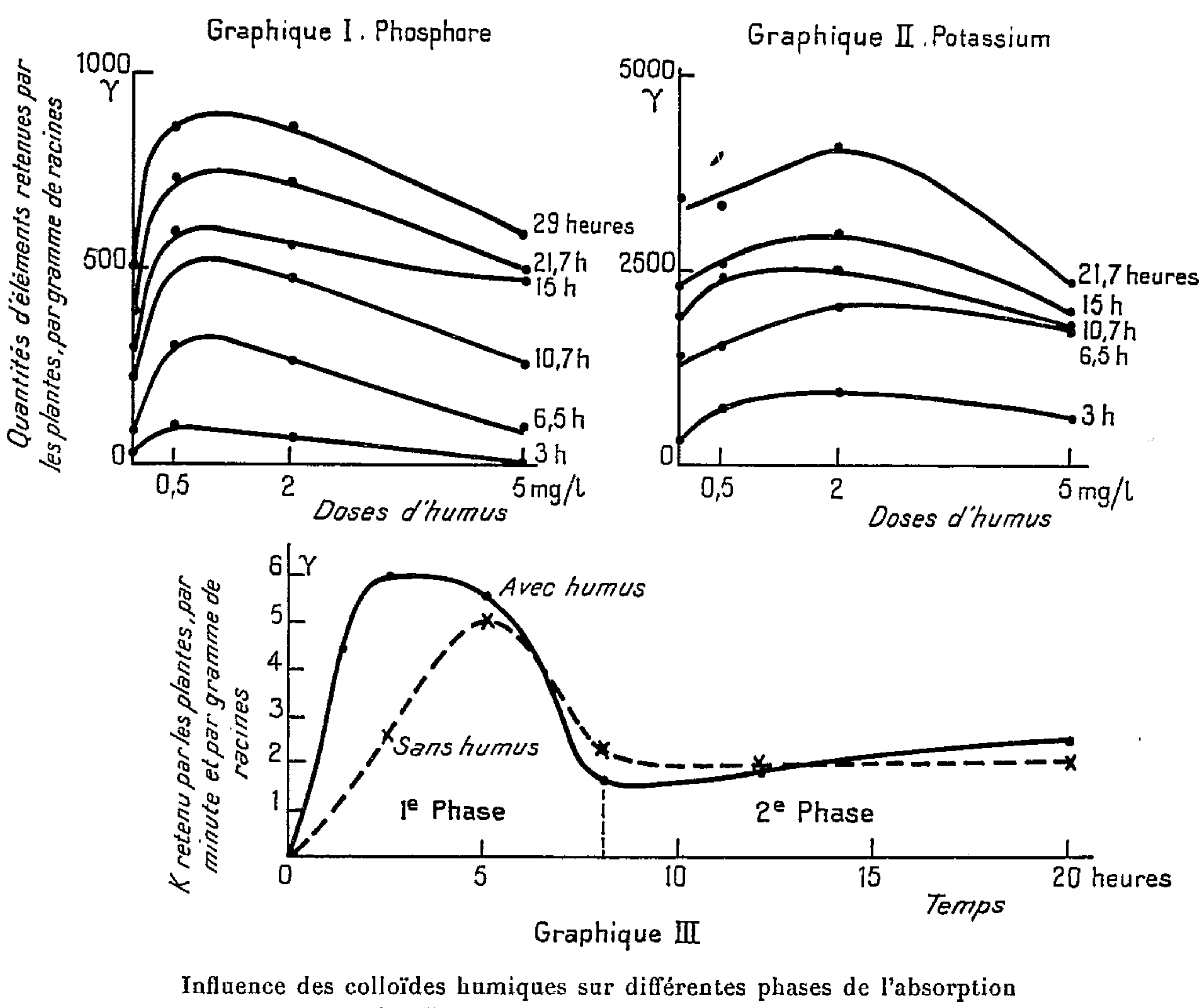
Cette solution a été additionnée d'humate d'ammonium, extrait de terreau par la méthode habituelle à l'oxalate d'ammonium, dans les proportions suivantes : 0, 0,5, 2, 5 mg d'humate par litre.

Les quantités d'éléments absorbées par les plantes ont été mesurées, en fonction du temps, par l'analyse de la solution restante.

Résultats. — L'absorption des éléments minéraux a été fortement accélérée par l'addition à la solution nutritive d'une petite quantité d'humus. Cette action est particulièrement marquée pour les éléments N, P, S et K. Les graphiques I et II représentent les quantités de phosphore et de potassium absorbées par gramme de racine en fonction des doses d'humus ajoutées, à différents temps d'absorption. Deux conclusions principales s'en dégagent :

1° L'humus exerce à une concentration de 2 mg/l la stimulation maximum de l'absorption du potassium; cette dose optimum est légèrement plus faible dans le cas du phosphore;

2° L'action stimulante s'exerce de façon massive pendant les premières heures de l'absorption (courbes correspondant à 3 et 6,5 h). Elle est moins importante ensuite. En valeur absolue, la différence des quantités d'éléments absorbés dans la solution témoin et dans la solution contenant 2 mg/l d'humus augmente avec le temps, mais l'écart *relatif* diminue.



Influence des colloïdes humiques sur différentes phases de l'absorption des éléments minéraux par les plantes.

Le graphique III permet de préciser ce phénomène. Il représente en fonction du temps les quantités de potassium prélevées dans la solution

par les plantes, exprimées en microgrammes par minute et par gramme de racines. Il ne s'agit pas en réalité de vitesses d'absorption, car la première phase, dans laquelle ces vitesses sont grandes, est surtout une phase d'adsorption à la surface des racines. Ce fait ressort d'autres essais effectués avec des plantes semblables, également carencées, dans des solutions nutritives de concentrations variables. Les quantités de phosphore et de potassium prélevées par ces plantes aux diverses concentrations suivent alors, durant la première phase, la loi d'adsorption de Freundlich. Cette donnée est en accord avec d'autres travaux récents [3], [4], [5].

On doit donc interpréter ainsi ces résultats : l'humus augmente considérablement la vitesse d'adsorption des ions K^+ à la surface des colloïdes radiculaires (première phase). Le temps nécessaire à la saturation des accepteurs libres est ainsi plus court, et, à partir de 6 h, la plante prélève par unité de temps moins de potassium en présence d'humus qu'en l'absence d'humus. Au-delà de 12 h (seconde phase), il s'établit une vitesse de régime, qui correspond à la vitesse réelle d'absorption; celle-ci est plus grande en présence d'humus. Cette interprétation s'applique également à l'absorption des ions phosphoriques (*graphique* I).

Les colloïdes humiques accélèrent donc l'adsorption des ions minéraux sur les colloïdes radiculaires, augmentant ainsi la vitesse d'absorption. Cela explique que le phénomène de déplasmolyse, provoqué par une pénétration d'ions à l'intérieur des cellules, soit aussi accéléré par la présence d'humus [2].

(*) Séance du 24 avril 1957.

[1] R. Chaminade et R. Blanchet, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1486; 234, 1952, p. 878; 236, 1953, p. 119; R. Chaminade, *C. R. VIe Congrès Int. Sc. Sol Paris*, vol. D, 1956, p. 443; J. Pomot et P. Lecat, *C. R. Acad. Agr.*, 13, 1954, p. 494; 8, 1955, p. 379.

[2] R. Chaminade et R. Blanchet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1768.

[3] H. Lundegardh, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 6, 1955, p. 1.

[4] E. Epstein, *Ann. Rev. Plant Physiol.*, 7, 1956, p. 1.

[5] D. Blanc-Aicard, *Ann. Agro.*, 6, 1955, p. 615.

ENDOCRINOLOGIE. — *Réponse aux agressions du système hypophyso-surrénalien chez le Rat nouveau-né.* Note (*) de Mlle **Anne Grégoire**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans les heures qui suivent la naissance, le système hypophyso-surrénalien du Rat est susceptible de réagir aux agressions. Il n'y devient insensible qu'après 24 h et cette phase réfractaire persiste jusqu'au 12e jour. Le phénomène paraît attribuable à une involution transitoire du cortex surrénalien.

Les recherches de J. W. Jailer [1], [2] et celles de Z. M. Bacq et P. Fischer [3] semblent démontrer que le système hypophyso-surrénalien

du Rat ne répond aux agressions telles que l'administration d'adrénaline, l'influence du froid ou celle des irradiations qu'après un délai variant entre 7 et 14 jours après la naissance. Comme le suggèrent Bacq et Fischer, ces résultats paraissent impliquer que chez le nouveau-né, les connections fonctionnelles entre l'hypothalamus et l'hypophyse antérieure ne sont pas encore établies.

Le cortex surrénalien cependant ne serait pas réfractaire à la stimulation hormonale, car, au cours de cette même période, il répondrait normalement à l'administration de l'hormone corticotrope (ACTH).

Il nous a paru digne d'intérêt de reprendre le problème en étudiant l'influence des agressions dès les premières heures qui suivent la naissance. Nous avons choisi comme critère de l'activation du système hypophyso-surrénalien, la vague de pycnoses thymiques provoquée par l'action des glyco-corticoïdes.

Notre étude a porté sur 127 ratons, sacrifiés depuis 3 h jusqu'à 20 jours après la naissance. Les thymus ont été examinés en effet 3, 6, 24, 36 h, 2, 3, 4, 6, 8, 12, 15 et 20 jours après la naissance. A chacun de ces stades, les animaux ont été groupés en quatre lots. Le premier fut traité par l'adrénaline à la dose de 4 ou 8 γ; le deuxième fut soumis à l'action du froid à 5^0 pendant 2 h 30 à 3 h, le troisième reçut 2,5 U. I. d'ACTH et le dernier lot 2,5 mg de cortisone en solution microcristalline. Tous les animaux furent sacrifiés 4 h après le début de l'expérience.

Outre le thymus, nous avons également examiné le cortex surrénalien.

RÉSULTATS. — 1. *Adrénaline*. — Chez tous les animaux traités par l'adrénaline 3 à 6 h après la naissance, nous avons observé l'apparition de nombreuses pycnoses au niveau de la corticale thymique. L'effet est toutefois moins intense que chez l'adulte et il n'est pas plus accusé avec 8 γ qu'avec 4 γ. Pour soustraire les nouveau-nés à toute influence éventuelle des corticoïdes maternels, nous avons soumis au même traitement des portées de femelles surrénalectomisées une semaine avant la mise-bas. Lorsque l'adrénaline a été injectée 6 h après la naissance, le thymus a réagi de la même manière que chez les animaux issus de mères normales. Vingt-quatre heures après la naissance, par contre, la réaction thymique est beaucoup plus faible et les pycnoses, quelle que soit la dose injectée, deviennent nettement moins fréquentes. Après 36 h, le thymus ne réagit plus et cette phase réfractaire persiste jusqu'au 12ᵉ jour. Ce n'est qu'à partir de ce moment qu'on voit réapparaître progressivement la réaction thymique caractéristique.

2. *Froid*. — L'action du froid est strictement comparable à celle de l'adrénaline. A nouveau, le thymus des nouveau-nés réagit positivement dans les heures qui suivent la naissance. La réaction s'éteint entre 24 et 36 h après la naissance et ne se manifeste à nouveau qu'entre le 12ᵉ et le 15ᵉ jour.

3. *Influence de l'ACTH.* — Selon H. D. Moon (4) et J. W. Jailer (5), (6) le cortex surrénalien du Rat nouveau-né, 4 à 6 jours après la naissance est capable de réagir à l'influence de l'ACTH. Nos résultats ne concordent pas avec ceux obtenus par ces auteurs.

En effet, si l'injection de 2,5 U. I. d'ACTH provoque dans les heures qui suivent la naissance une vague de pycnoses thymiques même plus intense que celle provoquée par l'administration d'adrénaline, il n'en va plus de même chez des jeunes rats plus âgés. Dès la 28e heure après la naissance les pycnoses sont beaucoup moins abondantes; elles sont complètement absentes dans les jours qui suivent et la réaction thymique ne réapparaît que 12 jours après la naissance.

4. *Influence de la cortisone.* — La cortisone exerce un effet bien distinct de celui de l'ACTH. C'est avec cette hormone que nous avons obtenu les réactions les plus intenses. A la dose de 2,5 mg elle provoque l'apparition d'une vague massive de pycnoses au niveau du thymus dès les heures qui suivent la naissance. Mais la capacité du thymus de réagir à la cortisone s'est maintenue inchangée chez tous les animaux depuis 24 h jusqu'à 20 jours après la naissance.

D'autre part, l'étude des modifications que subit le cortex surrénalien au cours des jours qui suivent la naissance chez le Rat, nous a permis de faire les constatations suivantes :

Non seulement, nous avons observé dès la 24e heure après la naissance, le fléchissement du nombre des mitoses déjà signalé anciennement par C. M. Jackson (5), mais aussi l'ébauche des phénomènes de nécrose hémorragique qu'on retrouve classiquement chez le nouveau-né humain. Dès ce moment, apparaissent dans la fasciculée de petites plages de nécrose et des foyers hémorragiques tandis que de nombreux noyaux sont frappés de pycnose. Ces phénomènes se poursuivent dans les jours qui suivent et s'étendent à la partie profonde du cortex; ils ne disparaissent complètement que vers le 15e jour après la naissance. A ce moment, le cortex est à nouveau le siège de nombreuses mitoses. Comme ces altérations s'observent avec la même intensité dans le cortex des témoins, nous sommes amenés à conclure que d'une manière normale, le cortex surrénalien du Rat subit une ébauche d'involution dans les jours qui suivent la naissance.

Telle est vraisemblablement la raison de la phase réfractaire aux agressions qu'on observe durant le même laps de temps. Celle-ci n'est pas attribuable à une déficience de la libération de corticotrophine hypophysaire puisque l'administration d'ACTH ne provoque aucune réaction; le thymus d'autre part ne cesse d'être réceptif, car l'administration de cortisone y entraîne invariablement la vague de pycnoses caractéristique.

Soulignons enfin que cette phase réfractaire ne s'installe qu'après 24 h. Immédiatement après la naissance, le cortex surrénalien répond norma-

lement aux agressions. C'est bien en effet le cortex du nouveau-né qui entre en jeu et l'action ne peut être attribuée à la persistance des corticoïdes maternels dans son organisme puisque les petits issus de mères surrénalectomisées réagissent de la même manière.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) *Proc. Soc. Exper. Biol. Med.*, 72, 1949, p. 638.

(2) *Endocrinol.*, 46, 1950, p. 420.

(3) *Rev. belge Path. Med. exp.*, 25, 1956, p. 384.

(4) *Proc. Soc. Exp. Biol. Med.*, 43, 1940, p. 42.

(5) *Amer. J. Anat.*, 25, 1919, p. 220.

(*Université Libre de Bruxelles, Laboratoire d'Histologie.*)

ENDOCRINOLOGIE. — *Sort des autogreffes hypophysaires chez Pleurodeles Waltlii après la métamorphose.* Note (*) de M. **Jean-L. Pasteels**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez le Pleurodèle, la séparation de l'hypophyse de ses connections hypothalamiques pratiquée après la métamorphose, entraîne comme chez la larve, l'involution des cellules thyrotropes, mais elle n'exerce aucune influence sur la structure des cellules acidophiles. Corrélativement, la thyroïde s'atrophie, tandis que le corps interrénal demeure normal.

Au cours d'un travail précédent (1), nous avons étudié le sort de l'hypophyse du Pleurodèle, séparée de l'hypothalamus et greffée sous l'épithélium palatin. Ces expériences ont été pratiquées chez des larves dont l'hypophyse était à la phase initiale de sa différenciation. Dans ces conditions, nous avions observé que l'apparition de nouvelles cellules chromophiles était arrêtée et que les cellules basophiles thyrotropes déjà préexistantes au moment de l'intervention subissaient une involution progressive et disparaissaient après quelques mois, tandis que les cellules acidophiles poursuivaient leur développement. Le lobe intermédiaire persistait également et subissait une hypertrophie manifeste. Les larves se dépigmentaient progressivement, leur thyroïde et leurs gonades présentaient un retard de développement considérable et la métamorphose ne se réalisait pas. Par contre, il existait un contraste très net entre l'état hypoplasié de la glande interrénale chez les larves opérées avant la différenciation des cellules acidophiles et son aspect normal chez les larves greffées après l'apparition de ces éléments.

Il nous a paru intéressant d'étendre cette étude en pratiquant des interventions similaires après la métamorphose. Dans tous les cas il s'est agi

d'autogreffes et l'hypophyse a été transplantée soit sous l'épithélium palatin, soit sous la peau du creux axillaire. Les animaux opérés ont été comparés à la fois à des normaux, et à des hypophysectomisés.

Les premiers résultats obtenus sont les suivants :

Un mois et demi à six mois après l'intervention, les cellules basophiles thyrotropes apparaissent profondément involuées; simultanément la thyroïde montre tous les signes histologiques d'un repos complet, son aspect est comparable à celui qu'il présente chez les animaux hypophysectomisés, sacrifiés après un même délai post-opératoire. Ce résultat complète nos observations précédentes : il s'agit cette fois de la mise au repos d'une thyroïde déjà développée et non, comme nous l'avions observé à des stades plus jeunes, d'un retard de son développement.

Au moment de l'intervention, les cellules basophiles gonadotropes étaient à peine différenciées; leur état n'a pas varié dans les greffons, mais il convient de souligner que chez les témoins comme chez les opérés, les gonades n'étaient pas fonctionnelles.

Par contre, non seulement les cellules acidophiles persistent dans les greffons, mais leur aspect est strictement comparable à celui qu'il présente chez les témoins. Or, tandis que chez les animaux hypophysectomisés, les cellules de la glande interrénale sont nettement atrophiques, chez les sujets opérés, même six mois après l'intervention, ces cellules présentent un cytoplasme aussi abondant et aussi osmiophile que chez les témoins.

Comme chez la larve, le lobe intermédiaire s'hypertrophie après sa transplantation, mais cette fois, il conserve son activité fonctionnelle qui semble même plus accusée que chez les témoins. Tous les animaux opérés présentent une hyperpigmentation très nette.

Ces résultats nous permettent donc de confirmer nos observations précédentes sur le rôle de l'hypothalamus dans le maintien de l'activité thyrotrope. Lorsque l'hypophyse est séparée de ses connections hypothalamiques, les cellules basophiles thyrotropes involuent même après la métamorphose. De même, la différenciation des éléments gonadotropes exige l'intégrité des relations hypothalamo-hypophysaires. Il n'en va pas de même des cellules acidophiles qui persistent inchangées dans les greffons et qui représentent même les seuls éléments chromophiles présents dans le lobe glandulaire. Or, chez les porteurs de greffes, la structure de la glande interrénale demeure normale. Ce fait semble démontrer que chez le Pleurodèle comme chez les Mammifères [3] les cellules acidophiles soient responsables de l'activité corticotrope de l'hypophyse et que dans le cas présent, elles puissent continuer à exercer cette activité même lorsque la glande a été séparée de l'hypothalamus depuis plusieurs mois.

Enfin, nos résultats confirment l'hypothèse de Etkin [4] qui attribue à l'hypothalamus un rôle inhibiteur sur le développement et sur l'activité

fonctionnelle du lobe intermédiaire. Nos observations précédentes nous permettent cependant d'ajouter que le lobe intermédiaire ne fonctionne d'une manière autonome que s'il est différencié depuis un temps suffisamment prolongé au moment de l'intervention.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) J. L. PASTEELS, jr., *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 939 et *Arch. Biol.*, 68, 1957, p. 65; W. ETKIN, *J. exp. Zool.*, 92, 1943, p. 31; M. HERLANT, *Ann. d'Endocrinol.*, 14, 1953, p. 64.

(*Université Libre de Bruxelles, Laboratoire d'Histologie.*)

GÉNÉTIQUE. — *Mutations radio induites chez l'Homme et dose de doublement. Sur la validité d'une estimation directe.* Note de MM. **JÉRÔME LEJEUNE** et **RAYMOND TURPIN**, présentée par M. Léon Binet.

En admettant que la régression de la masculinité à la naissance en fonction du vieillissement maternel d'une part, et de l'irradiation des ovaires d'autre part, soit due à l'accumulation de gènes léthaux récessifs liés au chromosome X, il est possible de calculer directement une dose de doublement égale à 30 r par 30 ans.

L'analyse de la régression partielle de la masculinité dans les naissances vivantes (J. Lejeune et R. Turpin, 1957) (1) en fonction du vieillissement maternel nous a précédemment amenés à calculer un coefficient de régression de $b_m = -0{,}000336 \pm 0{,}000125$ pour un vieillissement de 5 ans.

En admettant que cette régression soit due à l'accumulation de gènes léthaux récessifs liés au chromosome X, ce coefficient représenterait l'ordre de grandeur de la mutabilité spontanée accumulée en 5 ans pour cette classe de mutants.

Par ailleurs d'après les données recueillies sur la descendance des femmes ayant survécu aux bombardements atomiques d'Hiroshima et de Nagasaki, le coefficient de régression de la masculinité pour 1 rœntgen s'établit à — 0,000081 (Neel et Schull, 1953) (2) et à — 0,000055 (Neel et Schull, 1956) (3), le premier coefficient étant statistiquement significatif et le second ne l'étant plus quoique portant sur des données plus étendues. L'un de nous (J. Lejeune, 1956) (4) a discuté la possibilité d'un biais statistique pouvant rendre compte de cette différence.

Il est intéressant de constater que d'après les données recueillies en France (R. Turpin, J. Lejeune et M. O. Rethore, 1956) (5) la régression de la masculinité pour 1 r frappant les ovaires peut être estimée — 0,000069 en admettant que la moitié de la dose à la peau ait atteint les gonades maternelles.

La convergence de ces données indépendantes permet de penser que la régression pour 1 r aux ovaires doit être effectivement d'environ —0,00006.

Dès lors en prenant 30 ans pour intervalle séparant deux générations,

la régression due à la mutabilité spontanée liée à l'âge maternel serait de — 0,000336 × 6, soit — 0,0020.

Pour obtenir une régression identique par application d'énergie ionisante, il faudrait utiliser une dose X telle que — 0,00006 × X = — 0,0020, soit X égale environ 30 r.

Cette valeur 30 r/30 ans représenterait donc la dose de doublement pour l'espèce humaine.

Discussion. — Bien que ces calculs aient l'avantage de porter sur des données exclusivement humaines, leur validité ne peut être immédiatement affirmée.

Il se trouve, en effet, que la masculinité diminue en fonction du vieillissement paternel ($b_p = -0{,}000577 \pm 0{,}000104$, J. Lejeune et R. Turpin, 1957) (1); alors qu'elle semble augmenter dans la descendance de pères fortement irradiés (2), (3), (5).

Cependant, cette élévation de la masculinité après irradiation paternelle, devant probablement résulter de grands remaniements du chromosome X, un important effet de l'intensité de l'irradiation peut être attendu.

De faibles doses répétées entraînent peut-être une diminution de la masculinité (S. H. Macht et P. S. Lawrence, 1955) (6), alors que de fortes doses entraîneraient une augmentation. Si ce phénomène, qui semble avoir été observé chez la Souris par P. Hertwig, 1938 (7) pouvait être définitivement établi, la validité des calculs précédents pourrait être admise et la dose de doublement du taux des mutations dans la lignée féminine pourrait être estimée à 30 r par 30 ans.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1833.
(2) Neel, Schull et coll., *Science*, 118, 1953, p. 537-541.
(3) *Nat. Acad. Sc. U. S. A.*, Public. nº 461, 1956.
(4) Rapport de l'O. M. S., Copenhague, août 1956.
(5) 1er *Congrès de Génétique humaine*, Copenhague, août 1956.
(6) *Amer. J. Roent.*, 73, 1955, p. 442-466.
(7) *Biol. Zentr.*, 58, 1938, p. 273-301.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Action de nouveaux antibiotiques antifongiques sur les levures de vins.* Note de M. **Émile Peynaud**, Mlles **Suzanne Lafourcade** et **Madeleine Lafon**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Poursuivant l'étude de produits inhibiteurs des levures alcooliques (1), nous avons essayé systématiquement sur une série d'espèces de levures de vinification, l'action de treize nouveaux antibiotiques antifongiques : les acides alternarique et gladiolique, l'albidine, l'eulicine, la fréquentine,

la fungichromine, la gliotoxine, la griséofulvine, la mycostatine, le plantibio, la pléocidine, la trichomycine et la viridine. Les levures essayées sont des souches de *Saccharomyces ellipsoïdeus*, *Saccharomyces oviformis*, *Saccharomyces acidifaciens*, *Saccharomyces heterogenicus*, *Saccharomycodes ludwigii*, *Kloeckera apiculata*, *Torulopsis bacillaris*, *Torulaspora rosei*, *Pichia fermentans*, *Hansenola anomala* et *Brettanomyces schanderlii*. Ces souches avaient été isolées de raisins, de moûts ou de vins de fermentation; elles appartiennent au groupe des levures de vinification utiles et au groupe des levures de maladie, provoquant les troubles et la refermentation des vins doux.

L'action des antibiotiques a été étudiée en milieu de culture synthétique complet contenant tous les facteurs de croissance nécessaires, sur moût de raisin et sur vin sucré (10° d'alcool, 25 g de sucres réducteurs). On a fixé les doses-seuil d'activité concernant l'effet fongistatique du produit (inhibition de la croissance et de la fermentation dans un milieu fraîchement ensemencé) et son effet fongicide (arrêt de la fermentation, effet stérilisant déterminé par comptage des levures vivantes). On a obtenu ainsi les éléments d'un premier triage de ces antibiotiques. Six se sont révélés sans activité; ils ont une action fongistatique insignifiante à la dose de 20 mg par litre de milieu sans alcool, et de 5 mg pour le milieu à 10 % d'alcool. Deux provoquent un retard sensible, mais pas d'inhibition complète : la gliotoxine et la trichomycine; cinq sont très actifs et inhibent complètement la plupart des levures à ces doses ou à des doses moindres : ce sont la fréquentine, la fungichromine, la mycostatine, la pléocidine et la viridine. L'action de ces antibiotiques sur le métabolisme de *Saccharomyces ellipsoïdeus* a été étudiée à l'appareil de Warburg. On obtient ainsi un classement plus précis de leur activité. Ces mesures indiquent d'autre part le mode d'action de l'antibiotique sur la respiration, la fermentation de la cellule ou sur sa multiplication; l'effet des conditions de pH a été également étudié. Par ailleurs on a déterminé la stabilité de chaque produit et on a évalué la perte d'activité 15 jours après la mise en solution.

Le spectre antilevure est très différent d'un antibiotique à un autre. La fréquentine est très active sur *Kloeckera apiculata*, *Saccharomycodes ludwigii*, *Brettanomyces schanderlii*. La fungichromine est efficace à 5 mg/l, sauf sur *Torulopsis bacillaris*. La pléocidine est sans action sur les *Pichia* et les *Hansenula*, et la viridine sur *Kloeckera apiculata*, *Torulaspora rosei*, *Brettanomyces*. La mycostatine à 10 mg/l dans le moût inhibe complètement *Saccharomyces ellipsoïdeus*, *Saccharomyces oviformis*, *Kloeckera apiculata*.

Contrairement aux autres antibiotiques étudiés ici, la pléocidine n'a aucune activité fongicide et ne modifie ni la respiration, ni la fermentation. D'autre part, son manque de stabilité limite son activité fongis-

tatique; le produit se différencie à ce sujet de l'actidione qui s'était révélée très stable.

La fréquentine est un fongicide puissant, capable d'arrêter une fermentation active à la dose de 20 mg/l; son action stérilisante en présence de 10° d'alcool est moins bonne que celle de la mycostatine ou de la viridine. Le produit agit à la fois sur la respiration et la fermentation; son activité, optimum à pH 4,8, est peu variable sous l'influence du pH 50 mg/l de fréquentine réduisent, au bout de 30 mn, l'intensité fermentative de la levure à 5 % et 10 mg/l à 24 %; les intensités respiratoires sont respectivement 14 à 55 % de celles du témoin.

Essayée dans le moût de raisin, la fungichromine a également de bonnes propriétés fongicides; mais elle montre moins d'activité en présence d'alcool et perd ses propriétés stérilisantes dans le vin. Elle agit davantage sur la fonction fermentative des levures que sur leur respiration : 10 mg/l laissent 32 % de la fermentation et ne touchent pas aux échanges respiratoires. Le produit est légèrement plus actif à pH 3,8 et 7,0 qu'à pH 4,8.

La viridine a une bonne action fongicide, du même ordre que celle des produits précédents; elle est indifférente aux conditions d'acidité. Elle agit également davantage sur la fermentation que sur la respiration. La stérilité d'un milieu à 10° d'alcool est assurée par 10 mg/l; à doses plus faibles, inférieures même à 1 mg/l, son activité fongistatique est suffisante pour interdire la fermentation d'un tel milieu pendant plus d'un mois. A la fois fongicide et fongistatique, elle allie sans les atteindre tout à fait, l'activité de la mycostatine et celle de l'actidione. Mais elle est beaucoup moins stable que l'une, et légèrement plus stable que l'autre.

A pH 3,8, la mycostatine est le meilleur fongicide rencontré. Contrairement aux observations précédentes, la fermentation est d'autant plus facilement inhibée que le pH est plus bas. A ce sujet la mycostatine est deux fois plus active à pH 3,8 qu'à pH 4,8, et dix fois plus active à pH 3,8 qu'à la neutralité. 20 mg/l arrêtent la fermentation d'un moût; 7 à 8 mg/l assurent la stérilisation d'un liquide à 10° d'alcool. L'inhibition affecte d'abord la respiration de la cellule. Le blocage de la respiration étant indépendant du pH, elle peut être réduite à 0, dans des conditions où la fermentation n'est pas touchée. Excellent produit antilevure, la mycostatine n'est pas stable et ses propriétés fongistatiques sont peu durables. 15 jours après son introduction dans le milieu, elle a perdu la plus grande partie de son activité. La mycostatine offre les avantages d'un produit stérilisant qui disparaît après avoir agi.

Ces divers antibiotiques se différencient donc nettement les uns des autres par leur mode d'action. Ils se différencient aussi des premiers produits étudiés. Après l'exemple de l'antimycine, inactive dans le jus de raisin, comme elle l'est dans les autres milieux naturels, mais très active dans le

vin, nous avons ici le cas de la fungichromine qui agit d'une manière exactement opposée. On distingue les antibiotiques fongistatiques sans action sur une fermentation en marche et dont le meilleur exemple est l'actidione, et les antibiotiques fongicides, représentés par la mycostatine. Ces produits inhibiteurs des levures sont les plus actifs qu'on connaisse; ils sont nettement plus actifs que les antiseptiques d'origine chimique. Ils se caractérisent par leur spécificité vis-à-vis de telle espèce de levure et par la diversité de leur action. Certains bloquent la respiration avant la fermentation; d'autres, au contraire, sont capables d'arrêter la fermentation en laissant une intensité respiratoire notable. Nous connaissons donc à l'heure actuelle des antibiotiques s'attaquant à doses infimes soit aux fonctions de reproduction de la levure, soit à sa respiration, soit à sa fermentation, soit encore, suivant les conditions, simultanément à deux ou trois de ces fonctions.

(1) E. Peynaud, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1163; E. Peynaud et S. Lafourcade, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1924.

(*Station agronomique et œnologique de Bordeaux.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Composition des cires* A *de* Mycobacterium marianum (1). Note de M. **Georges Michel**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Nous avons caractérisé deux glycérides : la tripalmitine et l'oléo-tétracosano-palmitine qui constituent la majeure partie des cires A de *M. marianum*. Le fractionnement de ces composés a été effectué, après oxydation permanganique du mélange, par chromatographie sur alumine. Cette technique de séparation des glycérides saturés et éthyléniques n'avait pas été utilisée jusqu'ici.

La récente Publication de Sœur Marie-Suzanne et coll. (2) nous incite à publier nos premiers résultats concernant la composition des cires A (3) de *Mycobacterium marianum* cultivés sur milieu de Sauton.

Les cires A constituent de 2,3 à 9,7 % du poids sec suivant les lots de bacilles. Elles se présentent sous l'aspect d'une poudre blanche, F 29-32°. La chromatographie sur alumine d'activité II donne trois fractions.

Fraction.	Éluant.	% des cires A totales.	Acidité.
I........	Benzène	84,5	Neutre
II........	Benzène-éther (1-1)	10,5	Neutre
III........	Éther-acide acétique	5	Acide

Les fractions neutres I et II, soit 95 % des cires A totales, sont des glycérides. Une nouvelle chromatographie sur trisilicate de magnésium ne permet aucune séparation. La fraction III (P. M. moyen 1800) renferme un acide libre et un glycéride acide qui se retrouve également dans les cires C.

La *fraction I*, la plus abondante a été étudiée plus complètement. Le glycérol a été caractérisé après saponification par les réactions colorées de Denigès, la formation d'acroléine et la chromatographie sur papier selon H. T. Gordon et coll. [4]. Le dosage colorimétrique par l'acide chromotropique après oxydation periodique a été effectué d'après la technique de M. Lambert et A. C. Neish [5].

Nature des acides gras. — La partie acide recueillie après saponification est fractionnée par précipitation méthanolique. L'insoluble est estérifié par le diazométhane, l'ester distillé sous vide et saponifié. L'acide obtenu présente, après recristallisation dans l'acétone, les caractéristiques de l'acide tétracosanoïque. F 80°; P. M. (titrage), 371. trouvé % : C 78,43; H 12,89; distance réticulaire (rayons X), 52,4 Å pour l'acide, 65,9 Å pour le sel de Pb. Calculé % pour $C_{24}H_{48}O_2$: P. M., 368; C 78,26; H 13,04; *d* 52,2 Å; *d* (sel de Pb), 65,2 Å.

La fraction soluble dans le méthanol est séparée en acides saturés et éthyléniques par précipitation des sels de Pb dans l'alcool. Les esters saturés distillés sous vide et saponifiés donnent un acide identique à l'acide palmitique. F 59°; P. M. (titrage), 256; trouvé % : C 75,16; H 12,36. Calculé % pour $C_{16}H_{32}O_2$: P. M., 256; C 75,00; H 12,50. La présence de l'acide oléique a été démontrée après estérification et distillation de l'ester sous vide, par oxydation permanganique et étude des produits d'oxydation suivant la méthode de P. H. Begeman et coll. [6].

Le monoacide recueilli après rupture oxydative de la molécule est l'acide pélargonique. P. M. (titrage), 156; théorique, 158. Il a été identifié par chromatographie sur papier selon L. M. Reid et M. Lederer [7] avec le butanol saturé d'ammoniaque 1,5 N en présence d'acide pélargonique témoin, et surtout par son ester *p*-phénylphénacylique, F 64° (pas de dépression de point de fusion en mélange avec l'ester authentique). Le diacide purifié par lavage à l'éther de pétrole et recristallisation dans l'eau est identique à l'acide azélaïque authentique : F 100-103°; P. M. (titrage), 188. Le comportement chromatographique sur papier selon R. I. Cheftel, R. Munier et M. Machebœuf [8], et sur colonne d'acide silicique Mallinckrodt d'après P. H. Begemann et coll. [6] est identique à celui de l'acide azélaïque authentique.

Séparation et constitution des glycérides. — La détermination des glycérides saturés et éthyléniques s'effectue classiquement par oxydation permanganique du mélange et fractionnement des azélaoglycérides par les sels de magnésium [9]. Cette méthode donne des séparations très imparfaites et l'interprétation des résultats est toujours délicate [10]. Nous avons adopté une autre technique qui consiste à chromatographier sur colonne d'alumine le mélange des glycérides neutres et acides après oxydation en milieu acétique. Les fractions neutres sont éluées par le mélange éther de pétrole-

benzène (1:1); les monoazélaoglycérides qui renferment un groupement carboxylique libre sont fortement retenus sur la colonne et élués par l'éther contenant 0,5 % d'acide acétique.

La chromatographie est schématisée ci-dessous :

Produit de l'oxydation permanganique de 2 g de glycérides;

Colonne de 70 g d'alumine II.

Volume de solvant (cm^3).	Solvant.		Poids de l'éluat (mg).
400	Éther de pétrole-benzène (1-1)		612
300	Benzène		107
400	Benzène-éther (1-1)		226
300	Éther		28
300	Éther-acide acétique	0,1 %	0
600	»	0,5	657
200	»	1	34
200	»	2	28

Cette méthode permet une séparation rapide et complète des glycérides saturés et éthyléniques.

La *fraction neutre* (premier éluat) est saturée au tétranitrométhane. La saponification donne un seul acide gras. P. M. (titrage), 260; trouvé %: C 74,98; H 12,33. Calculé % pour $C_{16}H_{32}O_2$: P. M., 256; C 75,00; H 12,50. Après plusieurs recristallisations dans le méthanol, la fraction neutre présente les caractéristiques suivantes : F 55°; trouvé % : C 75,88; H 12,27; glycérol 12 %. Calculé % pour tripalmitine (F 55°,5) : C 75,93; H 12,16; glycérol 11,4.

La *fraction acide* (trois derniers éluats) est saponifiée. On sépare l'acide azélaïque par l'éther de pétrole bouillant. La fraction soluble est chromatographiée sur acide silicique selon C. C. Ramsey et W. I. Patterson [11]. Les courbes d'élution obtenues par titrage de l'éluat par la potasse méthanolique N/100 sont parfaitement superposables avec celles d'un mélange synthétique d'acide palmitique et d'acide tétracosanoïque. L'analyse du glycéride acide correspond à celle de l'azélaotétracosanopalmitine : trouvé % : C 73,02; H 11,37; glycérol 10 %. Calculé % pour $C_{52}H_{98}O_8$: C 73,41; H 11,53; glycérol 10,8.

La majeure partie des cires A de *Mycobacterium marianum* est donc constituée par un mélange de tripalmitine et d'oléotétracosanopalmitine.

(1) 44e Communication sur les constituants des Mycobactéries; 43e Communication : H. DEMARTEAU-GINSBURG, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 2169; cette Communication a été, par erreur, désignée comme 42e Communication; celle-ci a été publiée par J. ASSELINEAU, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 38, 1956, p. 1397.

(2) Sœur MARIE-SUZANNE, V. PORTELANCE et M. PANISSET, *Canad. J. Microb.*, 2, 1956, p. 685.

(3) Cires insolubles dans l'acétone à froid, solubles à chaud, obtenues à partir de l'extrait

à l'alcool-éther (1 : 1); *voir* J. Asselineau et E. Lederer, *Progrès Chimie Subst. org. nat.*, 10, 1953, p. 170-273.
(4) H. T. Gordon, W. Thornburg et L. M. Werum, *Anal. Chem.*, 5, 1956, p. 849.
(5) *Canad. J. Research*, 28, 1950, p. 83.
(6) P. H. Begemann, J. C. Keppler et H. A. Boekenoogen, *Rec. Trav. Chim.*, 69, 1950. p. 439.
(7) *Biochem. J.*, 50, 1951, p. 60.
(8) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 33, 1951, p. 840.
(9) A. R. S. Kartha, *Studies on the Natural fats.*, 1, Ernakulam, India, 1949; *J. Amer. Oil. Chem. Soc.*, 30, 1953, p. 280.
(10) R. J. Van der Val, *Progress in the chemistry of fats and other lipids*, 3, 1955, p. 328.
(11) *J. Assoc. Offic. Agric. Chem.*, 1948, p. 441.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Influence du groupe sanguin sur le taux d'extraction des lipides du sérum.* Note (*) de Mlle **Colette Magis**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

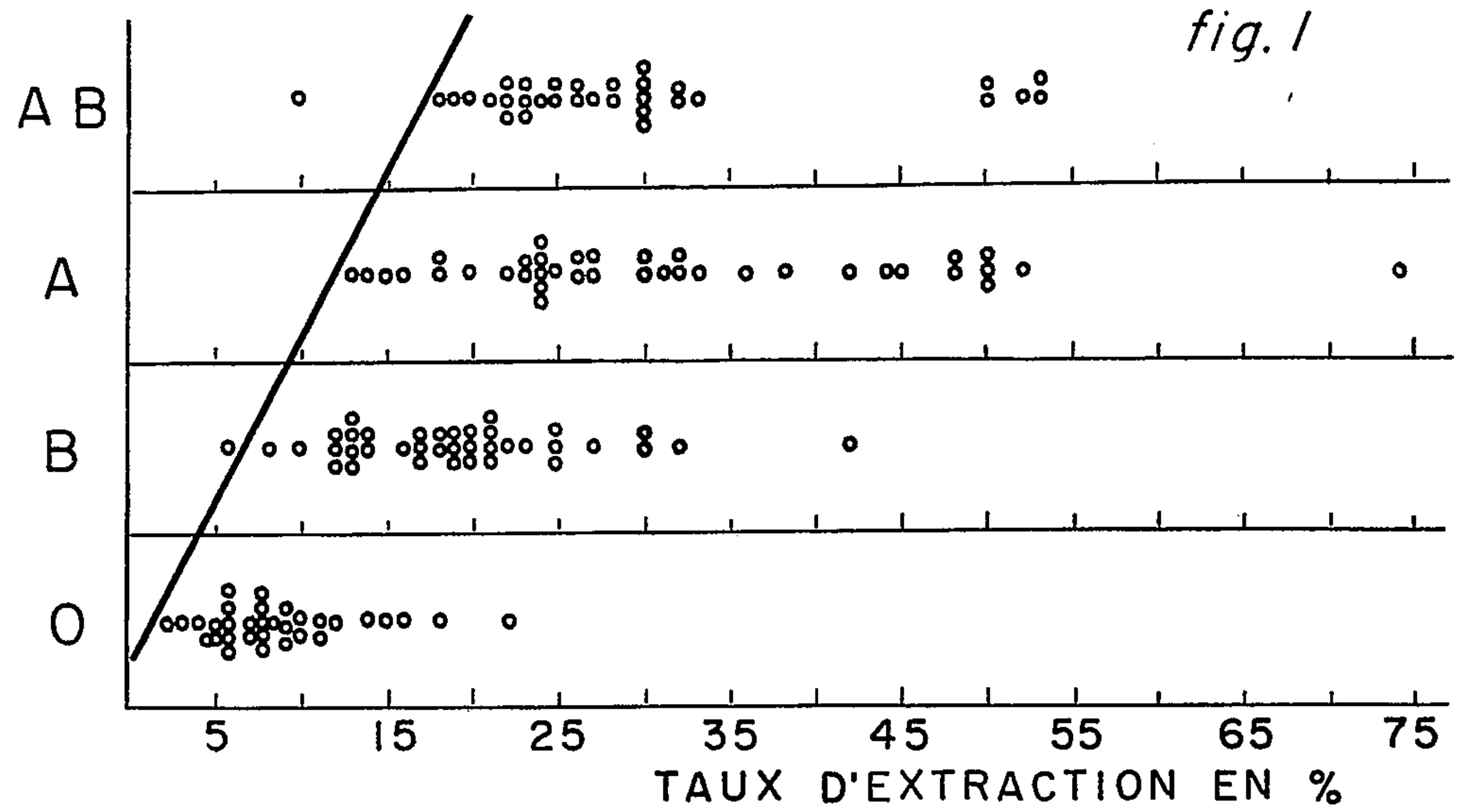
Une étude systématique sur 141 sérums humains provenant d'individus appartenant à des groupes sanguins différents a conduit à la conclusion que la quantité de lipides extraits du sérum par l'éther en présence d'héparine dépend du groupe sanguin auquel appartient le sérum traité.

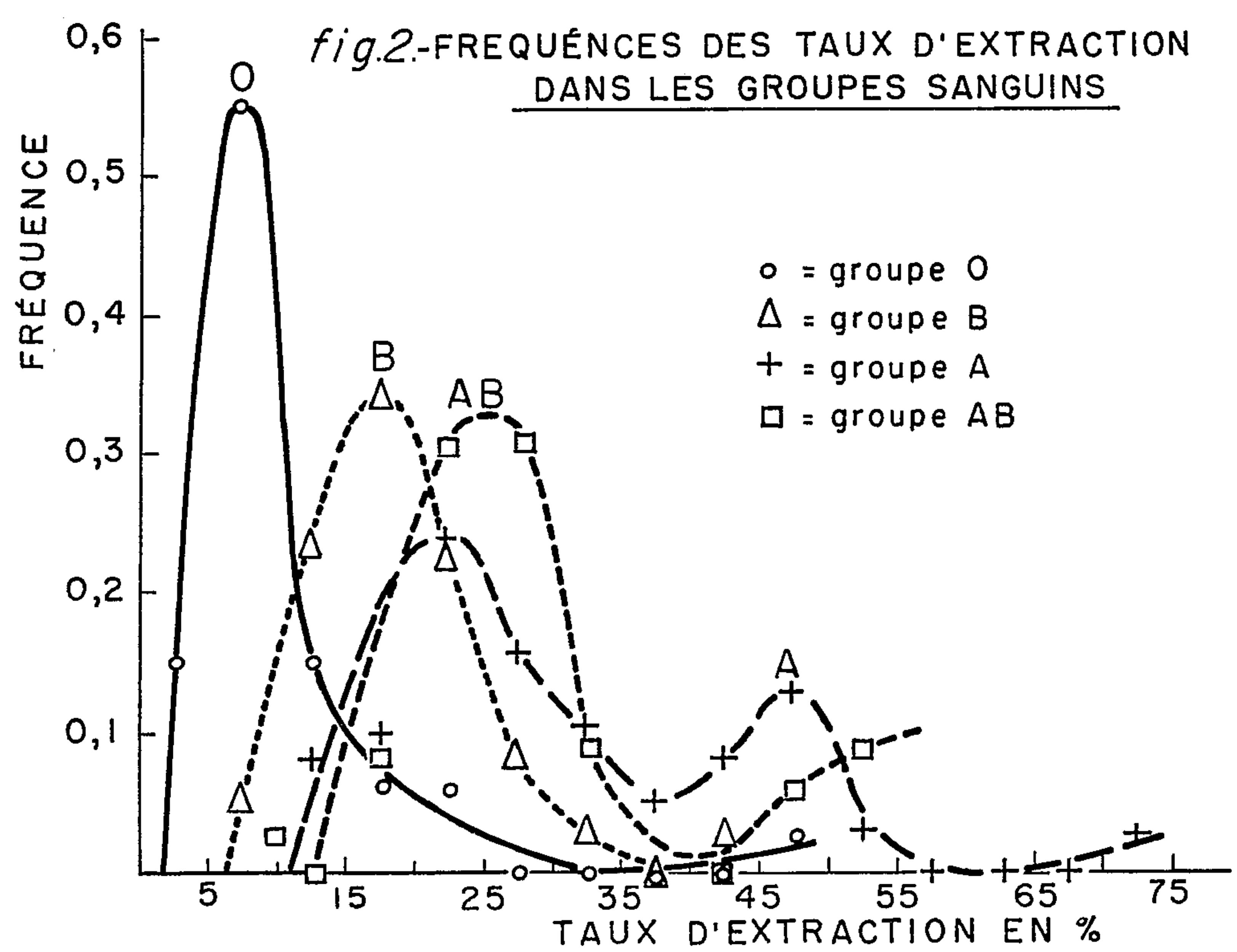
Dans un travail précédent (1) il a été montré que l'addition au sérum de petites quantités d'héparine (de 0,5 à 1 mg par millilitre de sérum) permet d'extraire par l'éther une partie des lipides de ce sérum. Cette extraction peut être comparée à l'extraction partielle des lipides du sérum obtenue par l'éther alcoolisé à 8 % (2), l'alcool étant remplacé ici par l'héparine. Sous l'action combinée de l'héparine et de l'éther, les lipides, accompagnés d'une petite quantité de protéines, passent sous forme d'un gel dans la couche d'éther.

Alors que le taux d'extraction des lipides (pourcentage des lipides extraits par rapport aux lipides totaux) par l'éther alcoolisé a une valeur sensiblement constante pour tous les sérums humains, et n'est jamais nul, par contre sous l'action de l'héparine et de l'éther ce taux varie fortement selon l'origine du sérum. Dans le présent travail, sur les 141 sérums étudiés, 33 appartiennent au groupe O, 38 au groupe B, 38 au groupe A et 32 au groupe AB. On constate que le taux d'extraction va en croissant du groupe O au groupe AB dans l'ordre O, B, A, AB et semble coïncider avec la présence des isoagglutinines : le premier groupe O contient les isoagglutinines α et β, alors que le dernier groupe AB n'en contient pas.

La figure 1 illustre la répartition des taux d'extraction pour chaque groupe sanguin sans introduire aucun calcul statistique. Le taux de lipides extraits est indiqué en abscisses et va en croissant de gauche à droite.

Dans chacune des bandes horizontales, réservée à un groupe sanguin différent, chaque point représente le sérum d'un individu différent et la





position de ce point correspond au taux d'extraction des lipides de ce sérum. On voit nettement sur cette figure que la répartition se groupe et s'étale

vers les taux d'extractions croissants quand on va du groupe O au groupe AB. La droite oblique délimite nettement le minimum du taux d'extraction pour chaque groupe.

Les différences d'un groupe à l'autre apparaissent encore plus nettement quand on établit les courbes de fréquences des taux d'extraction (*fig.* 2). Pour cela dans chaque groupe sanguin le nombre de cas dont le taux d'extraction se situe dans un intervalle donné a été divisé par le nombre total de sérums étudiés appartenant à ce groupe sanguin. Pour ce calcul on a utilisé des intervalles de taux d'extraction de 5 %. On voit que le groupe O est caractérisé par le pic le plus élevé et le plus étroit. Pour certains sérums du groupe O le taux d'extraction est très faible, parfois même nul, mais le taux le plus fréquent pour ce groupe est 8 %. Bien que pour les autres groupes, B, A et AB, les courbes de fréquences soient plus étalées que pour le groupe O, elles n'en sont pas moins distinctes les unes des autres et les taux d'extraction les plus fréquents sont progressivement décalés vers des valeurs de plus en plus grandes. Dans le cas du groupe A on remarque l'existence d'un deuxième maximum de fréquence de faible amplitude. Ce maximum pourrait correspondre à l'appartenance aux sous-groupes A_1 et A_2, mais le manque d'indications hématologiques sur les sérums examinés n'a pas permis de vérifier cette hypothèse.

De cette corrélation entre la possibilité plus ou moins grande d'extraire une partie des lipides du sérum sous l'action combinée de l'héparine et de l'éther on peut déduire que, s'il n'y a pas nécessairement relation de cause à effet avec la présence des isoagglutinines différentes, il y a en tout cas concordance : l'extractibilité est liée à une caractéristique du sérum concomitante à l'appartenance à l'un ou l'autre groupe sanguin.

(*) Séance du 29 avril 1957.

(1) C. Magis, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 1957 (sous presse).

(2) M. Macheboeuf et G. Sandor, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 14, 1932, p. 1168.

CANCÉROLOGIE. — *Cancers de types divers provoqués par lésions du sympathique.* Note de MM. **Roger Coujard** et **Jean Chevreau**, présentée par M. Christian Champy.

Des déséquilibres du sympathique périphérique suffisent à provoquer des cancers de types très divers chez des espèces qui n'en présentent pas spontanément.

Dans des Notes précédentes, nous avons montré : 1° que des lésions du système sympathique périphérique, créant dans ce système des déséquilibres, aboutissent à des troubles localisés de la croissance relative des divers tissus. Cette perturbation donne lieu fréquemment à la constitution

de tumeurs de type généralement bénin; 2° dans le système squelettique, ces proliférations anormales causent souvent des tumeurs de type « ostéochondrome » capables de se métastasier et qui ne sont donc plus bénignes. Elles fixent le Gallium radioactif. Nous avons pu les répéter plusieurs fois depuis que nous les avons signalées.

En ce qui concerne les tumeurs adénomateuses fréquentes dans nos expériences, nous nous sommes demandés ce que serait leur évolution ultérieure si l'on prolongeait l'expérience chez des animaux porteurs probables d'adénomes divers ([2]).

Comme les précédentes, ces expériences ont été faites sur le Cobaye, animal qui ne présente pratiquement pas de cancers spontanés, en opérant soit par lésions chirurgicales ou phénolisation asymétriques de nerfs ou ganglions périphériques, soit par compression ou électrocoagulation localisées du diencéphale qui retentissent sur des zones sympathiques nombreuses. Elles ont été prolongées jusqu'à 3 ans.

Sur une cinquantaine d'animaux expérimentés, nous avons obtenu un certain nombre de tumeurs généralement épithéliales, parfois d'origine conjonctive, d'aspect nettement malin et envahissant dont certaines avec métastases ganglionnaires ou spléniques ([3]).

Nous n'entendons ici décrire que quelques tumeurs parmi d'autres, notamment celles dont la liaison avec les productions adénomateuses précédemment décrites, paraît certaine.

1° Une tumeur épithéliale compacte de la mamelle (l'autre glande étant à peu près normale). Les acinis tassés sont rarement cavitaires, souvent groupés en cordons pleins et irréguliers adossés presque sans interposition de conjonctif, avec mitoses nombreuses, normales ou atypiques; c'est une assez grosse tumeur mal limitée. Nous n'avons pas trouvé de métastases.

Origine : lésion diencéphalique. Ce type de tumeur paraît un état évolutif des adénomes mammaires signalés dans d'autres cas.

2° Un hépatome d'origine biliaire; tumeur hépatique petite, trouvée dans un lobe du foie, de structure très caractéristique. On y suit l'évolution de la tumeur aux dépens des canaux biliaires adénomateux. Il se forme des cellules à noyaux irréguliers souvent clivés, s'agglutinant volontiers en cellules polynucléées qui se gonflent puis se séparent avec apparition d'un centrosome énorme de colorabilité mucoïde et avec centrioles très gros donnant à ces éléments un aspect très caractéristique.

Nous avons trouvé une métastase dans un ganglion mésentérique (le seul ganglion gonflé chez l'animal) où l'on retrouve les mêmes éléments avec leur centrosome si caractéristique, qui ne laisse aucun doute sur leur identité avec ceux de la tumeur d'origine; ils sont disposés soit en travées ou en nodules, soit groupés dans les espaces lymphatiques dilatés. Cette tumeur correspond à l'évolution des adénomes biliaires dont nous avons

signalé la fréquence dans ces expériences. Origine : lésion diencéphalique.

3° Une tumeur localisée de la thyroïde, compacte, de structure analogue à celle des adénomes fœtaux des auteurs américains. Le même animal présente une tumeur pulmonaire, en petits nodules denses, d'origine bronchique, dont la structure correspond à l'épithélioma broncho-alvéolaire. La coexistence de ces deux tumeurs chez le même animal est saisissante. Origine : transplantation du déférent.

4° Un deuxième cas d'hyperplasie bronchique envahissante un peu moins dédifférenciée que le précédent. Origine : lésion du sciatique.

5° Un polyadénome salivaire avec un lobe végétant, qui se rattache évidemment aux adénomes couramment produits dans des expériences analogues. Origine : lésion diencéphalique.

6° Un cystadénome de l'ampoule de Vater, d'aspect cylindrique, à épithélium non différencié, formant çà et là des vésicules et en un point une masse épithéliale confuse et épaisse sans différenciation aucune avec des travées de cellules épithéliales en boyaux tout à fait atypique.

7° Une végétation suspecte de résidus branchiaux avec hypertrophie des cellules non différenciées; cette hypertrophie est courante dans d'autres cas où l'évolution donne des acini d'aspect glandulaire non atypique.

8° Une tumeur singulière d'aspect sarcoïde, difficile à classer dont les masses se nécrosent en leur centre, avec métastases testiculaire, para-intestinale, prévertébrales et spléniques. Il est difficile de préciser le point de départ qui semble être le testicule gauche. Les noyaux spléniques nombreux sont arrondis et nodulaires. Enfin, le système nerveux du même animal n'est pas exempt de proliférations singulières et nous avons signalé l'apparition dans le nerf sciatique poplité interne droit, d'une production anormale constituée par un amas, dans plusieurs filets nerveux, de cellules ganglionnaires sympathiques bien constituées et dans un filet voisin, d'une petite tumeur de structure névroglique formant un tube épithélial sinueux de type nettement épendymaire. Bien que n'ayant pas l'aspect malin, ce singulier gliome mérite d'être signalé. Origine : lésion du sciatique gauche.

Évidemment, nous pourrions, à propos de chacune de ces tumeurs et d'autres non relevées ici, discuter de leur genèse et de leur malignité. Ce n'est pas ici le lieu de le faire.

Leur fréquence dans l'expérimentation envisagée, le caractère métastatique évident de certaines d'entre elles établissent que des déséquilibres, d'origine purement traumatique du système sympathique, suffisent à provoquer des tumeurs qui peuvent devenir cancéreuses souvent à longue échéance, parfois assez rapidement.

Ceci montre que la perturbation des processus normaux de régulation de la croissance des tissus, d'origine neurosympathique, dont nous avons

par ailleurs montré l'importance, suffit à amener à la longue, la libération totale de groupes de cellules de toute influence régulatrice générale, ce qui caractérise essentiellement le cancer.

Il est, certes, d'autres facteurs de cancérisation connus : substances chimiques spéciales, irritants physiques divers, parasites, virus; mais il n'est pas exclus du tout qu'ils agissent par l'intermédiaire du même mécanisme neuro-chimique; S. Hatem l'a récemment montré pour les substances cancérigènes. La variété même des irritations, aboutissant à un même résultat cytologique, montre qu'il y a un mécanisme nerveux commun, qui explique, en tous cas, le début local du processus cancéreux.

(1) Coujard et Chevreau, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2676; Coujard et Heitz, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 409; S. Hatem, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2113.

(2) On ne peut constater l'adénome sur l'animal vivant, mais certaines lésions sympathiques en entraînent la production avec une très grande fréquence.

(3) On est obligé de se référer souvent à l'aspect histologique. Dans les métastases, il y a une grosse part de hasard; de petites tumeurs ont donné des métastases précoces, d'assez grosses tumeurs n'ont pas donné de métastases. Il faut songer que souvent un petit noyau métastatique échappe et parfois même la tumeur primitive.

Quiconque a étudié le cancer connaît ces aléas.

A 15 h 55 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

La Section de Botanique, par l'organe de son Doyen, présente la liste suivante de candidats à la place vacante par le décès de M. *Auguste Chevalier* :

En première ligne............... M. Lucien Plantefol.

En deuxième ligne, ex-æquo, *et par ordre alphabétique*............. MM. Marius Chadefaud.
Pierre Chouard.
Pierre Crété.
Roger Gautheret.
Georges Mangenot.

Les titres de ces candidats sont discutés.

L'élection aura lieu en la prochaine séance.

Sur la proposition du Comité National de Cristallographie, la délégation française au **Congrès international de Cristallographie** qui aura lieu à Montréal, du 10 au 19 juillet 1957, est ainsi composée :

M. **Louis Royer**, Correspondant de l'Académie; Mlle **Yvette Cauchois**, MM. **Hubert Curien**, **Gérard Fournet**, **Stanislas Goldsztaub**, **André Guinier**, **Raymond Hocart**, **Jean Laval**, **Jacques Mering**, **Adolphe-Jean Rose**, Mlle **Cécile Stora**, MM. **Jean-Jacques Trillat**, **Jean Wyart**, **Gérard von Eller**, **Vittorio Luzzati**, **Félix Bertaut**, Mlle **Thérèse Petitpas**, MM. **Yves Le Corre**, **André Herpin**, **Paul Perio**.

La séance est levée à 17 h 20 m.

L. B.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 25 mars 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Claude Ayphassorho*, Étude radiocristallographique de l'hydruration du cérium, essai d'interprétation étendu au lanthane :

Page 1767, 23ᵉ ligne, *au lieu de* précision, *lire* pression.
» 1768, 11ᵉ ligne, *au lieu de* 2,4 H/ml, *lire* 2,4 At. H/AT. Ce.

(*Comptes rendus* du 8 avril 1957.)

Comité secret : Texte du Vœu adopté par l'Académie :

Page 2116, 4ᵉ ligne en remontant, *au lieu de* l'Université, *lire* les Universités.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MARS 1957 (*suite et fin*).

Un demi-siècle (1907-1956) *de Notes communiquées aux Académies de Paris, d'Amsterdam, des Lincei suivies par des observations et commentaires.* I. *La variable complexe.* II. *Le champ réel*, par ARNAUD DENJOY. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 2 vol. 24 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la Découverte. Série A, n° 224 : *La duodécimalité. Chimère ou vérité future?*, par JEAN ESSIG; n° 225 : *Biologie de la sénescence*, par LÉON BINET. Série D, n° 44 : *Les étapes historiques des mathématiques au Japon*, par AKIRA KOBORI. Paris, 1957; 3 fasc. 18 cm.

Œuvres de Lavoisier. T. VII. Fasc. II. 1770-1775. *Correspondance* recueillie et annotée par RENÉ FRIC. Paris, Éditions Albin Michel, 1957; 1 vol. 27,5 cm.

Livre jubilaire publié à l'occasion du XXVe anniversaire académique *du Professeur Paul Van Gehuchten*, à Louvain. Bruxelles, Imprimerie des sciences, 1955 ; 1 vol. 24 cm.

La dénutrition de guerre. Étude chimique, anatomo-pathologique et thérapeutique, par ED. FREDERICK SIMONART. Préfaces de CHARLES RICHET et FR. PRESCOTT. Bruxelles, Acta medica belgica, et Paris, Maloine, 1957; 1 vol. 26 cm.

Les techniciens de l'agriculture algérienne vous présentent *Aspects et réalités de l'Algérie agricole.* Alger, Association des anciens élèves de l'Institut agricole d'Algérie, E. N. A., 1957; 1 vol. 24 cm.

Contribution à la standardisation des données statistiques concernant l'hydrologie fluviale. Essai d'une synthèse graphique des caractéristiques d'un cours d'eau et de son bassin hydrographique, par AIMÉ COUTAGNE. Publication n° 38 de l'*Association internationale d'hydrologie*, Assemblée générale de Rome. T. III, 1953; 1 fasc. 26,5 cm.

Étude de quelques corrélations hydrométéorologiques régionales et de leur interprétation algébrique. Extrait, par AIMÉ COUTAGNE; 1 fasc. 30 cm.

Sampling in Sweden. Contributions to the Methods and Theories of Sample Survey Practice, by TORE DALENIUS. Thèse. Stockholm, Almqvist and Wiksell, 1957; 1 vol. 21,5 cm.

Union internationale des sciences biologiques, n° 25, série B. *Atti del secondo congresso internazionale di standardizzazione immunomicrobiologica.* Roma, 10-14 settembre 1956. Napoli, Secrétariat général de l'U. I. S. B., 1956; 1 vol. 24,5 cm.

Id. n° 28. Série B. *Convegno internazionale sui laboratori di biologia marina.* Roma, 18-23 aprile 1955. Paris, Secrétariat de l'U. I. S. B., 1955; 1 fasc. 24 cm.

Structures topologiques définies sur un ensemble E *par des structures sur un ensemble* M *et par application* $f(E \times E) \subset M$, par Z. MAMUZIC. Reprinted from *Scientific works of the Faculty of Mechanical Engineering* 1954-1955. Beograd, 1956; 1 fasc. 28 cm (en langue serbe avec un résumé en français).

Le lièvre à oreilles bleues et à dos brun des Alpes (Lepus cyanotus Nov. spec.), par JACQUES BLANCHARD. Extrait des *Cahiers de chasse et de nature*, n° 30, 1957 ; 1 fasc. 19 cm.

A guide to Eastern Canadian Mammals, by AUSTIN W. CAMERON. Ottawa, National Museum of Canada, Department of Northern affairs and National Resources, 1956; 1 fasc. 22,5 cm.

Some Canadian Birds, by W. EARL GODFREY. Ottawa, National Museum Canada, Department of Northern affairs and National Resources, 1956; 1 fasc. 23 cm.

The atomic energy research Establishment Harwell; 1 fasc. 23 cm.

Gouvernement général de l'Afrique équatoriale française. *Carte géologique de reconnaissance* à l'échelle de 1/1 000 000e. *Levés effectués* de 1949 à 1953. *Notice explicative sur la feuille de Fort-Lamy*, par JACQUES BARBEAU. Paris, 1956; 1 fasc. 24 cm.

La végétation canaque, par ROBERT VIROT. Thèse. Lons-le-Saunier, Imprimerie Maurice Declume, 1956; 1 vol. 26 cm.

Précis d'énergie nucléaire, par GILBERT CAHEN et PIERRE TREILLE. Préface de FRANCIS PERRIN. Paris, Dunod, 1957; 1 vol. 24 cm.

Les inégalités de Minkowski dégénérées et leurs applications en Calcul des probabilités, par MAURICE FRÉCHET. *Tests de la normalité*, par R. C. GEARY, in *Annales de l'Institut Henri Poincaré*. Vol. XV. Fasc. 1. Paris, Institut Henri Poincaré, et Gauthier-Villars, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Sobranic troudov, par A. A. ANDRONOV. Moscou, Académie des sciences de l'U. R. S. S. 1956; 1 vol. 26,5 cm (en langue russe).

Pamati Aleksandra Aleksandrovitcha Andronova. Moscou, Académie des sciences de l'U. R. S. S., 1955; 1 vol. 27 cm (en langue russe).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 13 MAI 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS

DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** annonce le décès, survenu à Oxford (Grande-Bretagne), le 16 février 1957, de Sir **John Townsend**, Correspondant pour la Section de Physique. Il invite l'Académie à se recueillir en silence pendant quelques instants, en signe de deuil.

La Notice nécrologique d'usage sera déposée en l'une des prochaines séances par M. **Maurice de Broglie**.

M. **Joseph Pérès** signale à l'Académie la présence de M. **Panov**, Membre de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S.; M. le Président souhaite la bienvenue à celui-ci et l'invite à prendre part à la séance.

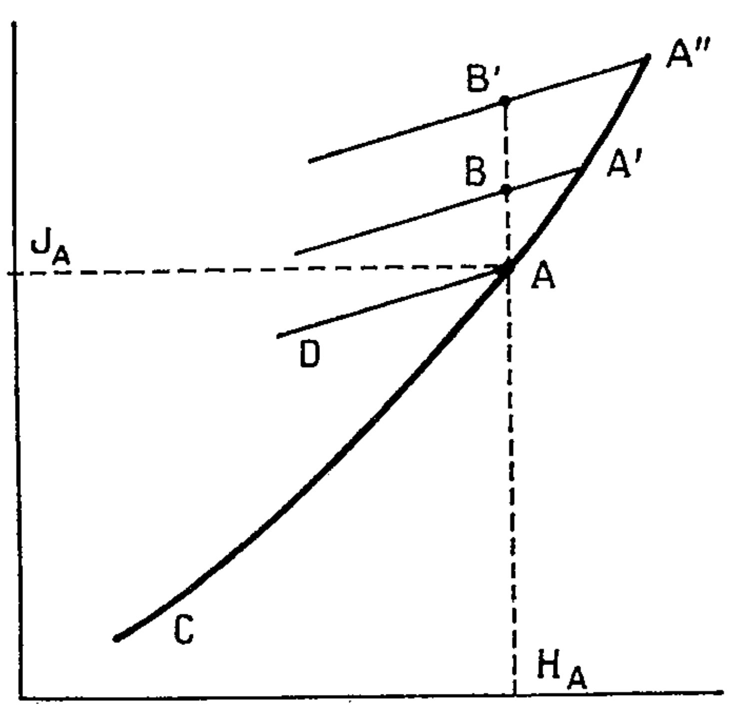
MAGNÉTISME. — *Action de champs magnétiques successifs de caractère aléatoire sur l'aimantation des substances ferromagnétiques.* Note (*) de M. **Louis Néel**.

Après avoir rappelé la notion de susceptibilité irréversible, on calcule la variation d'aimantation produite par n applications successives d'un champ magnétique de caractère aléatoire et l'on applique les résultats de cette étude à la théorie du traînage de fluctuations thermiques.

Dans l'étude de l'hystérésis ferromagnétique, on attache un très grand intérêt aux propriétés magnétiques locales, au voisinage d'un point. Il y a à cela deux raisons : d'une part, compte tenu de l'histoire magnétique de l'échantillon, c'est-à-dire de la manière suivant laquelle le point en question a été atteint, il est aisé de préciser les effets de petites variations ultérieures du champ magnétique; d'autre part, les effets sur l'aimantation de divers traitements ou processus physiques, traînage magnétique, chocs, etc., peuvent assez

souvent être décrits d'une manière très simple en faisant intervenir de petits champs fictifs qui viennent se superposer au champ magnétique appliqué.

Supposons donc qu'après un certain traitement destiné à définir l'état initial, traitement consistant par exemple en une désaimantation au moyen d'un champ alternatif lentement décroissant jusqu'à zéro, nous parvenions, par champs magnétiques croissants, le long de la courbe CA (*fig.* 1), en un certain point A d'aimantation J_A, dans le champ H_A. La pente S_D de la courbe CA au point A s'appelle la *susceptibilité différentielle*. Faisons passer maintenant le champ appliqué de la valeur H_A à la valeur $H_A + \delta H$ où δH est supposé petit vis-à-vis du champ coercitif. Deux cas se présentent.



Si δH est négatif, le point représentatif décrit une droite de recul AD dont la pente S_R est inférieure à la pente S_D de AC en A. La variation d'aimantation ainsi obtenue est essentiellement réversible : lorsqu'après avoir ainsi diminué le champ, on revient à la valeur initiale H_A, l'aimantation revient également à sa valeur initiale J_A. C'est pour cela que l'on a donné à S_R le nom de *susceptibilité réversible*.

Les choses sont bien différentes si δH est positif. Le point représentatif décrit le segment AA', prolongement de AC, de pente S_D : l'accroissement correspondant de l'aimantation est

$$\delta J = S_D \, \delta H.$$

Lorsque le champ magnétique revient ensuite à sa valeur initiale H_A, le point représentatif décrit une nouvelle droite de recul A'B, parallèle à AD. L'aimantation initiale a ainsi augmenté d'une quantité $\delta J' = AB$ donnée par

$$\delta J' = S_D \, \delta H - S_R \, \delta H = S_A \, \delta H.$$

La quantité $S_A = S_D - S_R$ s'appelle la *susceptibilité irréversible*. Naturellement, les quantités S_A, S_D, S_R dépendent non seulement des valeurs actuelles J_A et

H_A de l'aimantation et du champ mais aussi de toute l'histoire magnétique de l'échantillon.

Supposons maintenant qu'après un traitement définissant comme plus haut son état initial, l'échantillon soit soumis successivement à des champs $H_A + h_1$, $H_A + h_2$, ..., $H_A + h_{n-1}$, $H_A + h_n$ où les champs additionnels h_j sont petits en valeur absolue vis-à-vis du champ coercitif. Il résulte de l'analyse précédente qu'après l'application du champ final $H_A + h_n$ le point représentatif J_n de l'aimantation finale doit se trouver sur une droite de recul A″B′ de pente S_R, passant par un point A″ situé sur le prolongement de CA et d'abscisse égale à $H_A + h_m$, où h_m est le plus grand en valeur algébrique des champs $h_1, h_2, \ldots, h_n$.

L'aimantation finale J_n dans le champ $H_A + h_n$ est alors donnée par

$$J_n = J_A + S_D h_m - S_R(h_m - h_n);$$

elle s'écrit aussi

$$J_n = J_A + S_A h_m + S_R h_n. \tag{1}$$

L'aimantation a subi ainsi une variation irréversible $S_A h_m$ proportionnelle à la susceptibilité irréversible S_A et à la plus grande valeur h_m atteinte par les champs h_j et une variation réversible $S_R h_n$ proportionnelle à la susceptibilité réversible S_R et à la valeur finale des champs h_j.

Un cas très intéressant est celui où les h_j possèdent un caractère aléatoire. Supposons par exemple que ce champ aléatoire soit défini par la probabilité $p(x)dx$ (indépendante de j) de trouver h_j compris entre $h_r x$ et $h_r(x + dx)$, cette probabilité étant telle que la valeur moyenne de h_j soit nulle et que la valeur moyenne de h_j^2 soit égale à h_r^2.

Comme le montreront les exemples que nous aurons à étudier ultérieurement, la quantité physiquement intéressante n'est pas l'aimantation J_n que l'on obtient après l'application d'une série particulière de n champs $H_A + h_j$ mais plutôt la valeur moyenne J_{nm} des valeurs J_n obtenues en renouvelant un très grand nombre de fois l'application d'une série de n champs $H_A + h_j$ successifs, chaque série étant séparée de la précécente par un retour à l'état initial au moyen d'une désaimantation par un champ alternatif décroissant. Dans ces conditions, en désignant par $x_n h_r$ la valeur moyenne de h_m, où h_m est la plus grande valeur atteinte par les champs aléatoires h_j au cours de n variations successives, et en remarquant que la valeur moyenne de h_n est nulle, on obtient la relation suivante déduite de (1) :

$$J_{nm} = J_A + S_A x_n h_r. \tag{2}$$

Calcul de x_n. — Appelons P la probabilité de trouver le champ aléatoire h_j inférieur à $x h_r$, soit

$$P = \int_{-\infty}^{x} p\,dx. \tag{3}$$

La probabilité de trouver h_j supérieur à $x h_r$ est donc $1 - P$. La probabilité de

trouver h_j au moins une fois supérieur à xh_r au cours de deux épreuves est égale à la probabilité $1 - P$ de le trouver supérieur à xh_r au cours de la première épreuve augmentée de la probabilité $P(1 - P)$ de le trouver supérieur à xh_k dans la seconde épreuve, soit au total $1 - P^2$. On montre de même que la probabilitéde trouver h_j supérieur à xh_r au bout de n épreuves est égale à $1 - P^n$.

Il en résulte que la probabilité de trouver comprise entre xh_r et $(x + dx)\,h_r$ la plus grande valeur atteinte par h_j au cours de n épreuves est égale à

$$1 - P^n(x) - [1 - P^n(x + dx)] = \frac{dP^n}{dx}\,dx.$$

La valeur moyenne $x_n h_r$ du plus grand champ aléatoire h_j obtenu après un grand nombre de séries successives comportant chacune n épreuves est donc telle que

$$x_n = \int_{-\infty}^{+\infty} x\,\frac{dP^n}{dx}\,dx. \tag{4}$$

Valeurs numériques de x_n. — La valeur de x_n donnée par (4) est générale quel que soit p. Le cas où p est une loi de Gauss

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\,e^{-\frac{x^2}{2}},$$

et où P est par conséquent relié d'une façon simple à la fonction de Galton, est particulièrement important. Nous nous proposons de calculer les valeurs numériques correspondantes.

Une double intégration par parties permet d'abord de ramener l'expression (4) à la forme équivalente

$$x_n = \int_0^{\infty} (1 - P^n)\,dx - \int_{-\infty}^{0} P^n\,dx. \tag{5}$$

Cas où n est égal ou inférieur à 10. — On peut utiliser les tables de l'intégrale

$$I_n = \int_0^{\infty} G^n\,dx,$$

où G est donné par

$$G = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_x^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2}}\,dx.$$

Ces intégrales I_n ont été calculées par H. J. Godwin [1]. Quand x est positif, P est égal à $1 - G/2$; quand x est négatif et en changeant x en $-x$, on peut remplacer P par $G/2$, si bien que l'on peut écrire

$$x_n = \int_0^{\infty} \left[1 - \left(1 - \frac{G}{2}\right)^n\right] dx - \int_0^{\infty} \left(\frac{G}{2}\right)^n dx,$$

ou encore

$$x_n = \left[n\frac{I_1}{2} - \frac{n(n-1)}{1.2}\frac{I_2}{4} + \ldots + (-1)^{n-1}\frac{I_n}{2^n} \right] - \frac{I_n}{2^n}.$$

Les valeurs ainsi calculées ont été rassemblées dans la colonne (*a*) du tableau.

Cas où n est supérieur à 10. — La deuxième intégrale du second membre de la relation (5) est alors négligeable. On peut alors évaluer la première intégrale par intégration numérique en utilisant les tables de la fonction de Galton. Les résultats de la colonne (*a*) du tableau I ont été ainsi déterminés.

On peut aussi obtenir une valeur approchée de cette première intégrale en remarquant qu'elle doit être égale à la valeur de x pour laquelle P^n est égal à 1/2 : opération immédiate à l'aide des tables. Ces valeurs de x^n ont été indiquées dans la colonne (*b*) du tableau. Comme on peut le constater, elles ne diffèrent des valeurs exactes que de quantités inférieures à 1 %.

$n-1$.	x_n (*a*).	$n-1$.	x_n (*a*).	x_n (*b*).	x_n (*c*).
0	0	20	1,889	–	–
1	0,5642	50	2,257	–	–
2	0,8463	100	2,511	–	–
3	1,0293	200	2,747	–	–
4	1,1629	500	3,037	–	–
5	1,2671	1 000	3,241	3,198	3,219
6	1,3521	10 000	3,852	3,812	3,824
8	1,4850	100 000	4,384	4,347	4,355
10	1,5860	1 000 000	4,861	4,827	4,833

Au lieu de calculer d'après les tables la valeur de x correspondant à $P^n = (1/2)$, on peut utiliser le développement asymptotique

$$P = 1 - \frac{1}{x\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}} \left[1 - \frac{1}{x^2} + \frac{1.3}{x^4} - \frac{1.3.5}{x^6} + \ldots \right]$$

réduit à ses deux premiers termes et l'on en déduit la relation

$$x_n^2 = 2[\log n - \log(x_n\sqrt{2\pi}\log 2)]. \tag{6}$$

Les valeurs correspondantes ont été reportées dans la colonne (*c*) du tableau I. Par suite d'une heureuse compensation d'erreurs, la précision est même meilleure qu'avec la valeur exacte de P.

Application au traînage de fluctuations thermiques. — Le champ aléatoire h_j peut provenir par exemple des fluctuations thermiques. Nous avons montré que le carré moyen du champ de fluctuations thermiques était donné par [2]

$$\overline{h_f^2} = \overline{h_r^2} = \frac{4\pi k T}{3v},$$

où v est le volume affecté par une discontinuité Barkhausen, k la constante de

Boltzmann et T la température absolue. Faisons maintenant intervenir une constante de temps θ, dite de réorganisation, de l'ordre de 10^{-10} s, égale au plus petit intervalle de temps devant séparer deux observations en un même point du champ h_j pour que les deux valeurs obtenues puissent être considérées comme indépendantes. Dans ces conditions, si t est l'intervalle de temps qui sépare l'époque d'observation de l'aimantation J_t de l'époque d'établissement du champ H_A, tout se passe comme si la substance avait été soumise, en sus du champ H_A, à n applications successives d'un champ aléatoire où n est donné par

$$n = \frac{t}{\theta}.$$

Puisque n est très grand (de l'ordre de 10^{10}), on peut utiliser la valeur de x_n donnée par la relation (6) et en portant cette valeur dans la relation (2), on obtient finalement

$$J_t = J_A + S_A h_f \sqrt{2(Q' + \log t)}, \tag{7}$$

après avoir posé

$$Q' = -\log\theta - \log\left(x_n\sqrt{2\pi\log 2}\right).$$

L'équation (7) est identique à celle que l'on peut déduire de l'équation (86) du Mémoire déjà cité ([2]). Lorsque t est voisin de 1 s, x_n est voisin de 6,5 et Q′ voisin de 20 en accord avec les résultats expérimentaux du même mémoire.

Dans une Note ultérieure, nous décrirons une application beaucoup plus originale des considérations développées dans ce travail.

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) *Quart. J. Appl. Math.*, 5, 1952, part. I, p. 109; M. Kuntzmann m'a signalé et communiqué ce travail.

([2]) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 49; *voir* aussi *J. Phys. Rad.*, 12, 1951, p. 339.

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Embryogénie des Ampélidacées (Vitacées). Développement de l'embryon chez* l'Ampelopsis hederacea *DC.* Note de M. **René Souèges**.

Les lois qui président au développement de l'embryon chez l'*Ampelopsis* sont celles qui caractérisent le type embryonomique du *Geum urbanum*. Les variations observées ont déjà été rencontrées chez d'autres espèces de l'alliance des Rhamnales; elles confirment plutôt qu'elles n'infirment les rapports étroits qu'offrent les Rhamnacées, les Cnéoracées et les Ampélidacées avec les Rosales.

Les Dialypétales-Hypogynes-Disciflores embrassent, d'après les classifications courantes, quatre alliances ou cohortes : les Géraniales ou Gruinales, les Rutales ou Térébinthinées, les Sapindales ou Esculinées,

enfin les Rhamnales appelées encore Frangulinées et par certains Célastrales. Nos connaissances embryogéniques, sur ces alliances, sont encore très imparfaites; ce qu'on peut en tirer, c'est qu'aucun de ces groupes n'est vraiment homogène, du point de vue des lois qui président au développement de l'embryon, et que, considérés dans leurs rapports avec leurs voisins plus ou moins éloignés, certains de leurs représentants offrent des divergences telles que ces derniers pourraient prendre place dans d'autres alliances, ordres ou sous-ordres d'une série ou d'une classe différentes.

Pour ce qui regarde les Rhamnales, dont la composition spécifique et les limites se montrent très confuses, les systématiciens étant loin d'être d'accord sur le nombre et les affinités des familles qui constituent l'alliance, seules dans celle-ci, ont été examinées, au point de vue embryogénique, les Cnéoracées, avec une seule espèce, et les Rhamnacées avec trois espèces. Les caractères qui se dégagent des observations dont ces espèces ont été l'objet seraient nettement hétérogènes, puisque le *Cneorum tricoccon* L. (1), le *Ceanothus azureus* Desf. (2) et le *Rhamnus Frangula* L. (3) se rattachent au type embryonomique du *Geum urbanum* L. (4), appartenant au mégarchétype II dans le deuxième groupe embryogénique, tandis que le *Zizyphus rotundifolia* Lam., d'après Nirmal Arora (5), se rapporterait à un type relevant des mégarchétypes IV ou V, dans le troisième groupe.

Cette hétérogénéité embryogénique s'étendrait-elle aux autres familles de l'alliance, par exemple aux Ampélidacées qu'on ne sépare pas ordinairement des Rhamnacées ? A cet égard, l'étude de l'*Ampelopsis hederacea* DC., plante très répandue dans nos jardins où elle est connue sous le nom de Vigne-vierge, pourra nous apporter les premières lumières.

Une tétrade de la catégorie B_2 se constitue, chez cette plante, par division transversale de la cellule basale du proembryon bicellulaire (*fig.* 1) et formation, dans la cellule apicale, d'une paroi plus ou moins oblique séparant deux éléments hétérodynames, *a* et *b* (*fig.* 2 et 3).

On rencontre ensuite un proembryon hexacellulaire, les deux éléments inférieurs de la tétrade, *m* et *ci*, se divisant avant les deux éléments supérieurs; les parois de ces deux segmentations peuvent prendre une direction oblique, comme le montrent les figures 4 et 5, mais, ordinairement et de manière normale, elles se disposent l'une verticalement en *m*, l'autre transversalement, en *ci*, séparant ainsi deux cellules superposées *n* et *n'*, comme en portent témoignage la grande généralité des formes que l'on rencontre aux stades ultérieurs (*fig.* 8, 10 à 14 par ex.). En 6 et 7, les deux éléments *a* et *b* ont donné naissance à quatre quadrants groupés en tétraèdre: l'un, au sommet, s'individualise comme cellule épiphysaire, *e*, les trois autres représentent la partie cotylée *s. stricto*, d'où tirent origine, latéralement, les deux cotylédons, et, au voisinage de l'axe, les initiales du plérome de la tige épicotylée.

On peut facilement assister dans la série des formes figurées de 8 à 30 aux processus de division des quadrants, malgré les variations ou irrégularités de ces processus, qu'on doit rapporter, en grande partie, à l'orientation nécessairement inconstante des coupes selon l'axe proembryonnaire. L'épiphyse, *e*, se montre le plus souvent bien séparée; elle se segmente, en général, par des cloisons anticlines (*fig.* 8, 10, 12) bientôt suivies (*fig.* 20, 22),

quelquefois précédées (*fig.* 13) par des parois périclines qui isolent extérieurement les premiers éléments du dermatogène. Sous l'épiphyse, la partie cotylée *s. stricto* n'offre, aux stades proembryonnaires, qu'une assise cellulaire, rarement deux (*fig.* 24).

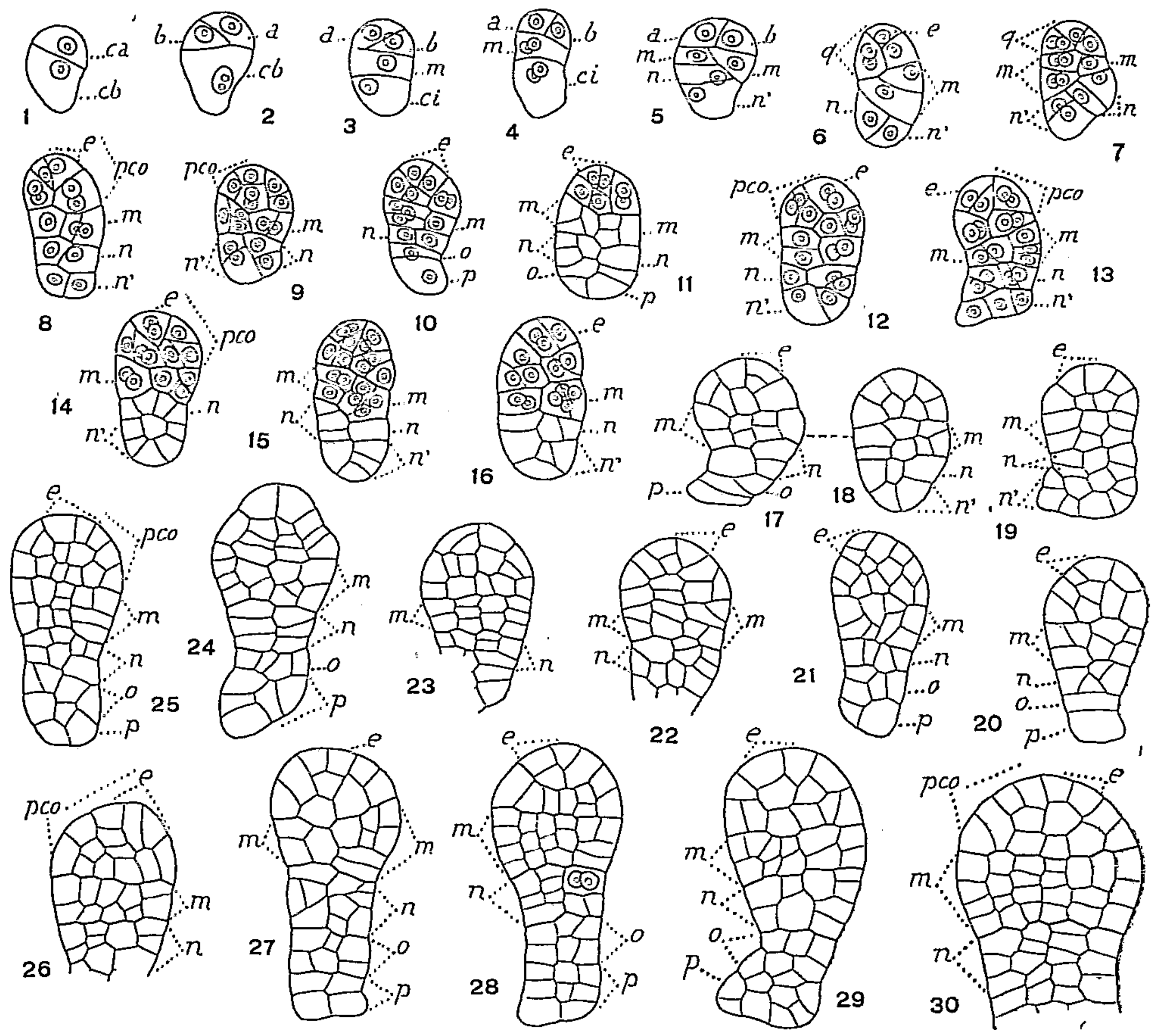


Fig. 1 à 30. — *Ampelopsis hederacea* DC. — Les principaux termes du développement de l'embryon. Stades proembryonnaires. *ca* et *cb*, cellules apicale et basale du proembryon bicellulaire; *a* et *b*, cellules-filles de *ca*; *m*, cellule-fille supérieure de *cb*; *ci*, cellule-fille inférieure de *cb*; *n* et *n'* cellules-filles de *ci*; *o* et *p*, cellules-filles de *n'*; *q*, quadrants; *e*, épiphyse; *pco*, partie cotylée, *sensu lato*. En 17 et 18, deux coupes voisines d'un même proembryon. G = 350.

Aux dépens du blastomère *m* (*fig.* 3, 7, 8), des cloisons, tout d'abord indifféremment longitudinales (*fig.* 8) ou transversales (*fig.* 7, 10, 12), font apparaître deux (*fig.* 15 à 20), puis trois (*fig.* 21, 23, 25) et, plus tard, un plus grand nombre (*fig.* 28, 30) de couches cellulaires qui représentent la partie hypocotylée et d'où dérivent la tige hypocotylée et le primordium de la racine.

Au niveau de l'étage *n*, résultant de la division transversale du blastomère *ci* (*fig.* 3), se constitue d'abord une assise (*fig.* 8, 12, 14, 16) qui se dédouble plus tard (*fig.* 11, 13, 15, 18, 25) et donne finalement un massif plus ou moins régulier, représentant un véritable tissu hypophysaire aux dépens duquel se différencient, vers le haut, les initiales de l'écorce au sommet radiculaire et, vers le bas, la partie médiane de la coiffe.

Aux dépens de *n'*, cellule-fille inférieure de *ci*, se développe un suspenseur *sensu stricto*,

massif, plus ou moins allongé. Souvent *n'* se partage, en tout premier lieu, en deux éléments superposés *o* et *p* (*fig.* 10, 20) qui engendrent, dans le suspenseur, deux régions se montrant le plus souvent bien distinctes (*fig.* 27 à 29).

En définitive, il se dégage de ces observations que l'embryon de l'*Ampelopsis hederacea*, se développe selon les lois identiques, dans leurs traits essentiels, à celles qui définissent le type embryonomique du *Geum urbanum* L. : même tétrade proembryonnaire, même disposition et mêmes fonctions histogéniques des quadrants, génération, dans les cas, d'une hypophyse véritable aux dépens de blastomères tirant origine de la cellule inférieure, *ci*, de la tétrade.

L'histoire embryogénique de deux Rhamnacées (*Ceanothus azureus* et *Rhamnus Frangula*) et d'une Cnéoracée (*Cneorum tricoccon*) a permis d'établir des rapprochements analogues, mais elle a également fait ressortir des divergences secondaires ou des irrégularités qui se retrouvent chez l'*Ampelopsis*. Par exemple dans la cellule basale, *cb*, une cloison oblique s'établit chez le *Rhamnus Frangula* et le *Cneorum tricoccon*, d'où résulte la formation d'une tétrade en B_1, qui n'a pas été rencontrée chez l'*Ampelopsis*, mais de laquelle dérivent nécessairement certaines formes apparaissant aux stades plus âgés (*fig.* 5, par ex.). A la génération cellulaire suivante, dans la cellule inférieure, *ci*, de la tétrade, peut de même se produire une segmentation oblique, plus ou moins rapprochée de la verticale, entraînant une disposition et des destinées variables des deux éléments *n* et *n'*. Cette variation, observée chez le *Rhamnus* (*fig.* 13, t. 213, 1941) et chez le *Cneorum* (*fig.* 5 et 8, t. 241, 1955), se retrouve chez l'*Ampelopsis* (*fig.* 7 et 9).

Dans l'élément *n*, on observe quant à l'origine et au mode de construction du massif hypophysaire des divergences variables; chez le *Geum*, une cellule hypophysaire s'individualise, représentée par la cellule *r*, fille supérieure de *n*, et procède dans ses divisions comme la cellule hypophysaire du *Capsella*; chez le *Ceanothus*, le mode de construction de l'hypophyse rappelle parfois les processus réguliers qu'on observe chez le *Myosurus minimus* L. [6], il ne semble pas obéir à des règles simples ni fixes chez le *Rhamnus* et l'*Ampelopsis*; enfin le blastomère *n'* se sépare nettement en deux cellules superposées, *o* et *p*, chez le *Geum* et chez le *Ceanothus*; cette séparation, qui ne se produit pas généralement chez le *Rhamnus* ni chez le *Cneorum*, se rencontre chez l'*Ampelopsis* (*fig.* 10). Enfin le suspenseur *s. stricto* qu'engendre cet élément *n'*, n'atteint pas en général de grandes dimensions; il est filamenteux et particulièrement réduit chez le *Rhamnus*; il est, au contraire, massif et très développé chez l'*Ampelopsis*.

Malgré ces variations, quelquefois purement individuelles, indices vraisemblablement d'un défaut de pureté de l'espèce et attribuables, soit à

des influences extérieures, soit à des hybridations plus ou moins anciennes, les lois fondamentales du développement chez l'*Ampelopsis* ne sont nullement modifiées dans leurs traits essentiels. On peut admettre, dans la mesure toutefois où le permet l'état actuel de nos connaissances, que les Ampélidacées, comme les Rhamnacées et les Cnéoracées font partie de la famille embryogénique dont l'archétype du *Geum urbanum* est le chef de file. Se trouveraient ainsi confirmés les étroits rapports des Célastrales et des Rhamnales, que distinguent beaucoup de systématiciens, et l'apparentement de ces deux alliances à celle des Rosales.

(1) R. Souèges, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1240.
(2) R. Souèges, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1673.
(3) R. Souèges, *Comptes rendus*, 213, 1941, p. 39.
(4) R. Souèges, *Comptes rendus*, 174, 1422, p. 1070 et 1197; 200, 1935, p. 1972; *Bull. Soc. bot. Fr.*, 70, 1923, p. 645.
(5) Nirmal Arora, *Phytomorphology*, 3, 1953, p. 88. Dans ce travail, l'auteur ne donne pas de précisions sur le rôle de la cellule basale; on ne sait si cette cellule produit, avec le suspenseur *s. stricto*, une hypophyse véritable ou seulement le primordium de la coiffe; les figures 23 et 26 de son Mémoire sont, à cet égard, contradictoires.
(6) R. Souèges, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 58, 1911, p. 546 et 723.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Mesures de probabilité sur les espaces de Banach admettant une base dénombrable.* Note (*) de M. **Joseph Kampé de Fériet.**

1. On dit (1) qu'un espace de Banach $\mathfrak{X}$ admet une base dénombrable, s'il existe une suite $e_n \in \mathfrak{X}$ et une transformation biunivoque :

$$(1)\qquad y = \mathrm{T}x,\qquad x = \mathrm{T}^{-1}y;\qquad x \in \mathfrak{X},\qquad y = [\eta_1, \ldots, \eta_n, \ldots] \in \mathfrak{Y} \subset \mathrm{R}^\infty$$

telles que, pour tout $x \in \mathfrak{X}$:

$$(2)\qquad \| x - \sum_1^n \eta_k e_k \| \to 0.$$

On sait (2) que toute fonctionnelle linéaire $x^\star(x) \in \mathfrak{X}^\star$ (dual de $\mathfrak{X}$) est alors représentée par la série, convergente pour tout $x \in \mathfrak{X}$:

$$(3)\qquad x^\star(x) = \sum_1^n \eta_n x^\star(e_n).$$

Dans les applications à la Physique mathématique de la théorie des éléments aléatoires dans un espace de Banach, les exemples qui se présentent le plus naturellement (L^p, C, l^p, c, ...) appartiennent (2) à cette classe; il y a donc grand intérêt à savoir construire effectivement des mesures de probabilité dans de tels espaces.

2. Lemme : $l = \left\{ y : \sum_{1}^{+\infty} |\eta_n| < +\infty \right\} \subset \mathcal{Y}$.

En effet, $y \in \mathcal{Y}$ si et seulement si

$$\left\| \sum_{m}^{m+k} \eta_n e_n \right\| < \varepsilon, \qquad \text{pour tout } k \geq 0 \text{ et tout } m \geq N(\varepsilon).$$

Or

$$\left\| \sum_{m}^{m+k} \eta_n e_n \right\| \leq \sum_{m}^{m+k} |\eta_n|,$$

en supposant, ce qui ne diminue pas la généralité, la base normalisée de manière que : $\|e_n\| = 1$ pour tout n.

Par conséquent $y \in l \Rightarrow y \in \mathcal{Y}$.

3. Désignons par $\mathcal{X}_0$ la partie de $\mathcal{X}$ image biunivoque ([3]) de l par la transformation (1); en partant d'une mesure ν sur l nous induirons une mesure μ sur $\mathcal{X}_0$, puis sur $\mathcal{X}$.

Supposons donc définie, sur une σ-algèbre $\mathcal{G}$ de parties de R^∞, une mesure ν telle que : (*a*) $\nu(R^\infty) = 1$; (*b*) les coordonnées η_n d'un point y sont ν-mesurables;

$$(c) \qquad \sum_{1}^{+\infty} \int_{R^\infty} |\eta_n| \, d\nu < +\infty.$$

En d'autres termes, sur l'espace de probabilité $(R^\infty, \mathcal{G}, \nu)$ les η_n sont des variables aléatoires (qui peuvent être dépendantes) telles que

$$(A) \qquad \sum_{1}^{+\infty} E(|\eta_n|) < +\infty.$$

D'après le critère de convergence presque sûre, rappelé dans une Note antérieure ([4]) :

$$(B) \qquad \text{Prob}\left[\sum_{1}^{+\infty} |\eta_n| < +\infty \right] = 1.$$

Ceci signifie que l est ν-mesurable et que $\nu(l) = 1$; en posant

$$\mu(T^{-1}A) = \nu(A), \qquad A \in \mathcal{G} \cap l,$$

la transformation (1) induit une mesure μ sur $\mathcal{X}_0$; on étend cette mesure à $\mathcal{X}$ par la méthode classique, qui revient à donner une mesure nulle à toute partie de $\mathcal{X} - \mathcal{X}_0$.

Théorème 1. — *$(\mathcal{X}, \mathcal{F}, \mu)$, où $\mathcal{F} \cap \mathcal{X}_0 = T^{-1}(\mathcal{G} \cap l)$, est un espace de probabilité et la mesure μ est une L-mesure.*

La dernière partie de l'affirmation exprime simplement que toute fonction-

nelle est μ-mesurable, puisque en vertu de (3) elle est la somme d'une série convergente de fonctions mesurables.

4. L'ensemble C[o, 1] des fonctions $x(t)$, continues sur l'intervalle [o, 1], est sans doute le premier espace fonctionnel sur lequel on ait défini une mesure; ce résultat fut obtenu par N. Wiener [5] au cours de ses recherches sur le mouvement brownien. La méthode que nous venons d'exposer, conduit à la définition d'une classe de mesure sur C[o, 1], ayant des propriétés, en quelque sorte, complémentaires de celle de N. Wiener; car, avec la mesure de N. Wiener, on est presque sûr qu'un échantillon $x(t)$ ne possède pas de dérivée $x'(t)$ en un point t; au contraire, avec nos mesures, un échantillon est presque sûrement une fonction à variation bornée sur [o, 1] et par conséquent, possède une dérivée pour presque tout t.

Remarquons d'abord, qu'en posant :

$$X(t) = \eta'(1-t) + \eta'' t + x(t),$$

nous pouvons toujours remplacer $X \in C[0, 1]$ par $x \in C[0, 1]$ telle que :

$$x(0) = x(1) = 0. \tag{4}$$

Considérons donc l'espace de Banach $\mathfrak{X}$ des fonctions continues vérifiant (4), muni de la norme :

$$\|x\| = \operatorname*{Sup}_{0 \leq t \leq 1} |x(t)|.$$

Nous prendrons pour définition de la base e_n celle de J. Schauder [1]. Soit $\{t_1, \ldots, t_n, \ldots\}$ l'ensemble des points de la forme $p\,2^{-q}$ (p impair) rangés d'abord par ordre de q croissants, puis, pour chaque q, par ordre de p croissants :

$$\begin{cases} t_{n(q)} = \dfrac{1}{2^q}, \quad t_{n(q)+1} = \dfrac{3}{2^q}, \quad \ldots, \quad t_{m(q)} = \dfrac{2^q - 1}{2^q}; \\ n(q) = 2^{q-1}, \quad m(q) = 2^q - 1 \quad (q = 1, 2, \ldots). \end{cases} \tag{5}$$

Étant donnée la partition de [o, 1] déterminée par les points $t_1, \ldots, t_{n-1}$, désignons par (t_j, t_k) l'intervalle contenant t_n; nous poserons

$$e_n(t) = 0, \quad (0 \leq t \leq t_j), \quad t_k \leq t \leq 1;$$

$$e_n(t) = \frac{t - t_j}{t_n - t_j}, \quad t_j \leq t \leq t_n; \qquad e_n(t) = \frac{t_k - t}{t_k - t_n}, \quad t_n \leq t \leq t_k.$$

Il est clair que :

$$e_n(t_j) = 0 \quad (j = 1, 2, \ldots, n-1); \qquad e_n(t_n) = 1.$$

Ceci rappelé, les équations :

$$x(t_n) = \sum_1^n \eta_k e_k(t_n) \qquad (n = 1, 2, \ldots)$$

déterminent successivement $\eta_1, \eta_2, \ldots$, en fonction de $x(t_1), x(t_2), \ldots$; il est

aisé de montrer que la transformation $y = \mathrm{T}x$, ainsi définie, est biunivoque. Si l'on considère la suite :

$$x_n(t) = \sum_1^n \eta_k e_k(t) \qquad (n = 1, 2, \ldots),$$

la courbe $x_n(t)$ est la ligne polygonale ayant pour extrémités $(0, 0)$ et $(1, 0)$ et pour sommets les n points $(t_j, x(t_j))$, $j = 1, \ldots, n$; il est clair alors, que $\|x - x_n\| \to 0$.

THÉORÈME 2. — *L'image $\mathfrak{X}_0$ de l par la transformation* (1) *est l'ensemble de toutes les fonctions $x(t)$ continues et à variation bornée sur* $[0, 1]$ *telles que $x_n(t)$ converge en variation vers $x(t)$:*

$$\mathrm{V}[x - x_n] \to 0, \tag{6}$$

$\mathrm{V}[f]$ *désignant la variation totale de $f(t)$ sur* $[0, 1]$.

En effet, si l'on définit la norme par : $\|x\|_{\mathrm{V}} = \mathrm{V}[x]$, l'ensemble V des fonctions à variation bornée sur $[0, 1]$ est un espace de Banach; par conséquent, la condition nécessaire et suffisante pour que (6) soit vérifiée, c'est que

$$\mathrm{V}[x_m - x_n] < \varepsilon \qquad \text{pour tout} \quad m > n \geqq \mathrm{N}(\varepsilon). \tag{7}$$

Or, les propriétés élémentaires des lignes polygonales $x_m - x_n$ montrent que :

$$\mathrm{V}[x_m - x_n] \leqq 2 \sum_{n+1}^m |\eta_k|$$

et, dans le cas particulier où la ligne polygonale $x_m - x_n$ correspond à un groupe de points (5), c'est-à-dire où $n = n(q) - 1$, $m = m(q)$:

$$\mathrm{V}[x_{m(q)} - x_{n(q)-1}] = 2 \sum_{n(q)}^{m(q)} |\eta_k|.$$

Par conséquent (7) est satisfaite si et seulement si $y \in l$

5. En revenant maintenant au cas général, nous pouvons énoncer le

THÉORÈME 3. — *Si η', η'', η_1, …, η_n, … sont des variables aléatoires telles que :*

$$\sum_1^{+\infty} \mathrm{E}(|\eta_n|) < +\infty,$$

la fonction aléatoire

$$x(t) = \eta'(1 - t) + \eta'' t + \sum_1^{+\infty} \eta_n e_n(t),$$

est presque sûrement une fonction continue à variation bornée; pour presque tout

échantillon la suite.

$$x_n(t) = \eta'(1-t) + \eta'' t + \sum_1^n \eta_k e_k(t)$$

converge en variation vers $x(t)$.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) J. Schauder, *Math. Z.*, 26, 1927, p. 47-65.

(2) S. Banach, *Théorie des opérations linéaires*, Varsovie, 1932, p. 110-114.

(3) Il est intéressant de noter que : *a.* $\mathfrak{X}_0$ est dense sur $\mathfrak{X}$; *b.* avec la définition habituelle de la norme sur l, la transformation $x = T^{-1} y$ est continue sur l.

(4) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1850.

(5) *Acta Mathematica*, 55, 1930, p. 117-258, où sont données les références à ses travaux antérieurs.

ALGOLOGIE. — *Faculté de régénération et multiplication végétative chez les Entéromorphes.* Note de M. **Pierre Dangeard**.

Nous avons montré dernièrement (1) les caractères de la multiplication végétative chez une Entéromorphe des prés salés de la Gironde. Or, plus récemment, dans une culture où se trouvaient des plantules de *Codium fragile*, nous avons observé de petits fragments détachés d'une Entéromorphe indéterminée qui s'y trouvaient par hasard et dont toutes les cellules s'étaient développées en plantules, de sorte que ces fragments étaient entièrement hérissés de filaments croissant dans une direction perpendiculaire au thalle principal qui les avait produits (*fig.* A). A la suite de cette observation nous avons cherché à voir si le même phénomène ne pourrait pas être reproduit à partir de diverses Entéromorphes d'origine connue.

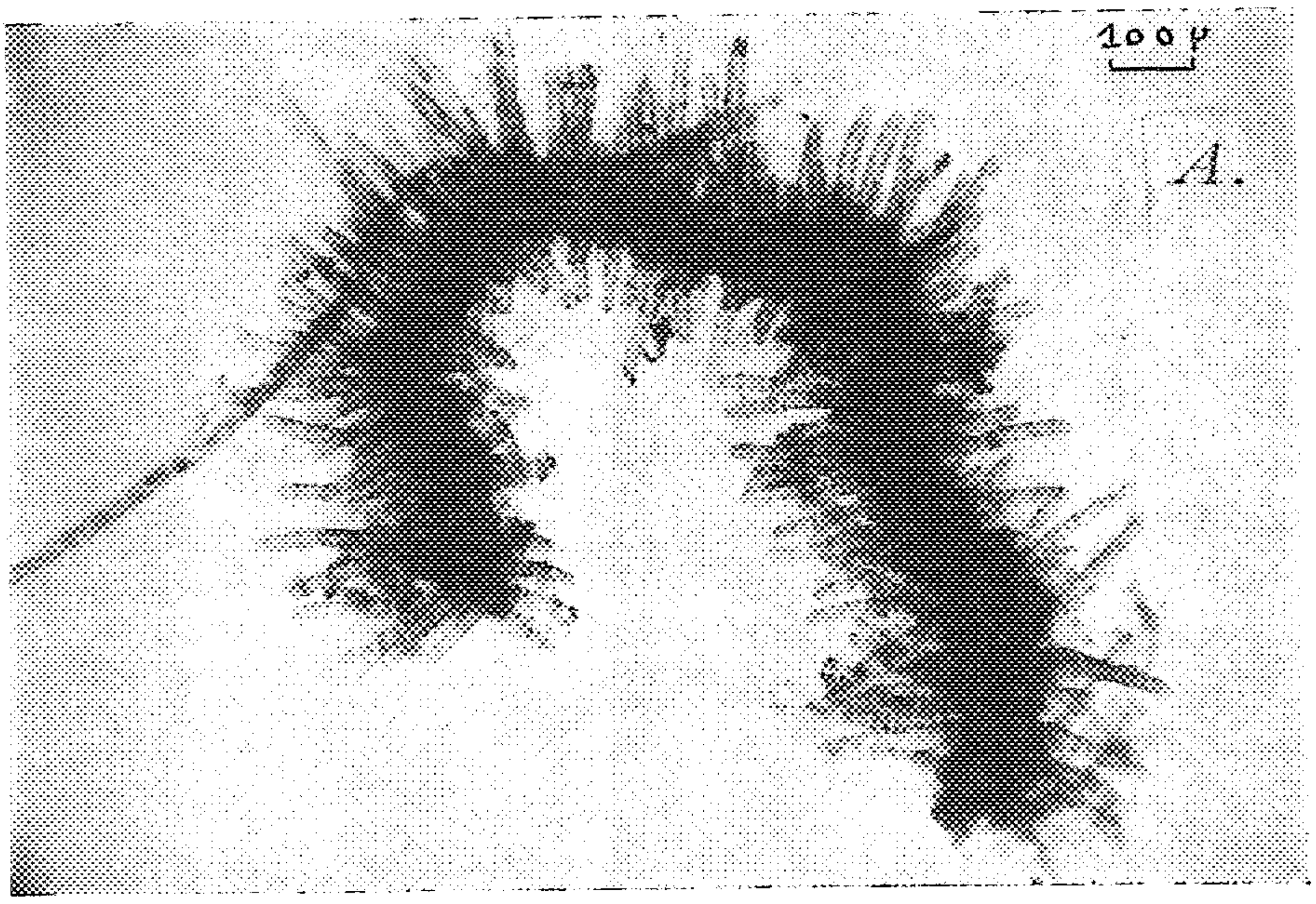
L'expérience a consisté à découper ces Entéromorphes en petits fragments de quelques millimètres de côté au moyen de sections perpendiculaires au grand axe du thalle et à suivre la destinée de ces morceaux de thalle en culture dans des verres de montre ou des cuvettes d'eau de mer.

Or, contrairement à ce qu'on pourrait penser, ce genre d'expérience n'a donné lieu jusqu'à présent, à notre connaissance, à aucune étude systématique chez les Entéromorphes.

Cependant les résultats obtenus, qui varient suivant les espèces étudiées, ne sont pas sans intérêt comme nous allons le voir et nous les classerons de la façon suivante :

1° Tout d'abord le traumatisme, dans certains cas, détermine sur des fragments de thalle une division plus ou moins généralisée des cellules qui se transforment en sporanges ou en gamétanges, ce qui entraîne une production plus ou moins abondante de zoospores ou de gamètes pendant

les quelques jours qui suivent l'établissement des cultures. Cette production de corps reproducteurs ciliés, peut, sur certains fragments, affecter la



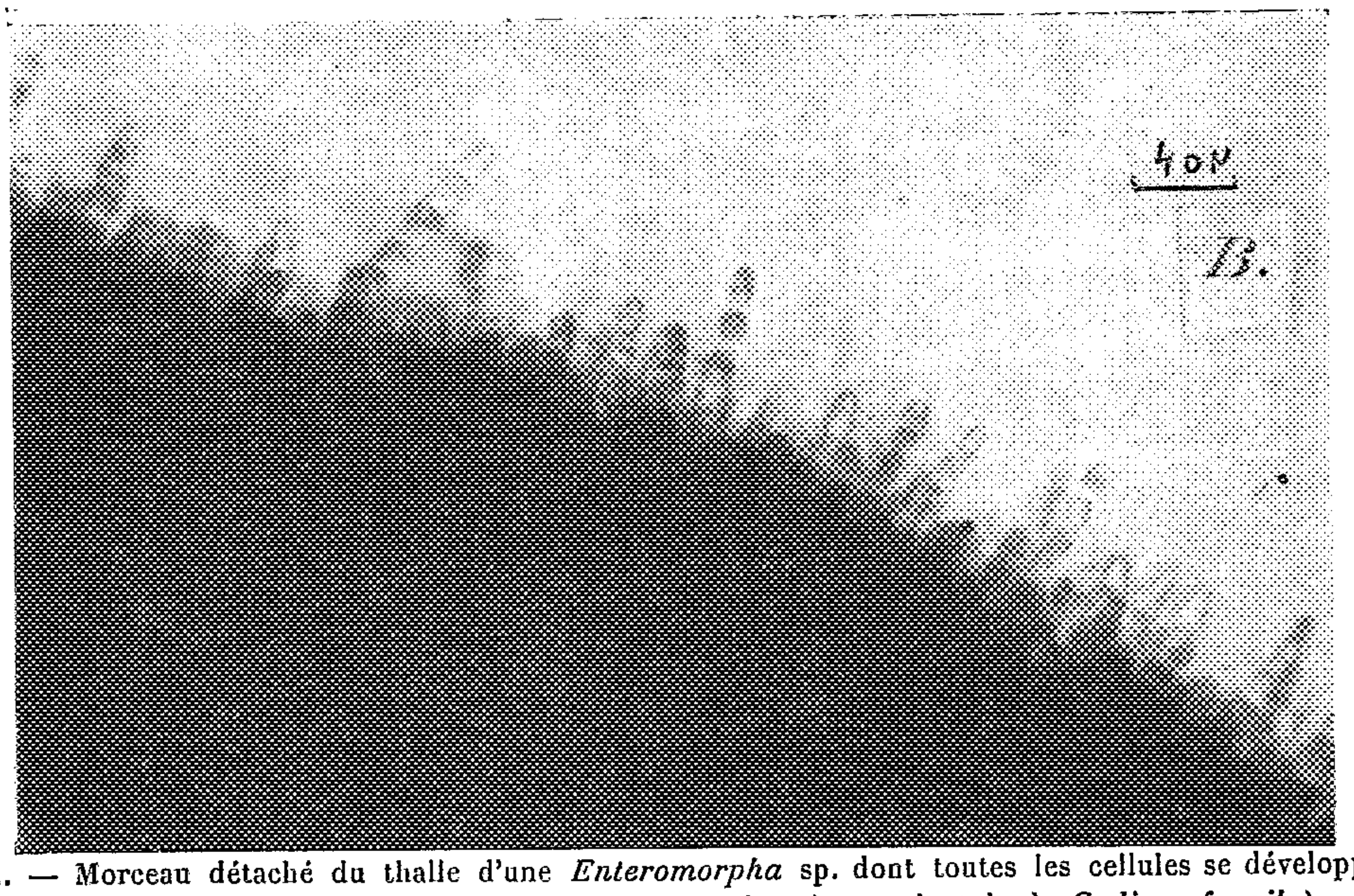


Fig. A. — Morceau détaché du thalle d'une *Enteromorpha* sp. dont toutes les cellules se développent en plantules (le filament disposé obliquement appartient à une plantule de *Codium fragile*).

Fig. B. — Bord d'un fragment d'*Enteromorpha intestinalis* dont toutes les cellules ont produit des plantules au stade de filaments unisériés.

totalité des cellules qui sont transformées en sporocytes, mais, sur d'autres, elle ne se poursuit pas et elle apparaît comme une conséquence assez

limitée dans le temps du traumatisme lui-même. Il est probable d'ailleurs que ce phénomène affecte principalement les fragments terminaux du thalle et cela d'une manière variable.

Chez certaines espèces d'*Enteromorpha* comme *Enteromorpha compressa*, ou *Enteromorpha intestinalis*, le phénomène semble assez régulier et constant et nous avons obtenu à plusieurs reprises, sur des algues conservées au laboratoire et qui n'avaient plus d'activité reproductrice, la reprise de ce pouvoir aboutissant à une production d'éléments ciliés, en moyenne le deuxième ou le troisième jour après découpage du thalle en petits fragments. Il y a là, notons-le, un moyen qui peut être précieux pour l'algologue de déclencher à volonté chez une Entéromorphe la production de zoospores ou éventuellement de gamètes.

La méthode cependant ne saurait être généralisée, car certaines espèces s'y sont montrées rebelles jusqu'à présent (*Enteromorpha ramulosa*, *Enteromorpha Ralfsii*, *Enteromorpha minima*).

2° Indépendamment des faits précédents, chez beaucoup d'espèces d'Entéromorphes, l'action du traumatisme se manifeste par une production, au niveau de l'une des surfaces de section, de filaments comparables à des rhizoïdes et qui semblent avoir pour rôle de fixer les fragments au substrat. Ces filaments sont émis par les cellules vivantes qui bordent la région sectionnée, mais, sans exception, le développement de ces rhizoïdes n'a lieu que le long d'un des côtés du fragment isolé entre deux sections, autrement dit cette production de rhizoïdes est polarisée; d'autre part, il est possible de se rendre compte, sur les Entéromorphes dont le thalle s'élargit régulièrement de bas en haut, que seules les surfaces de section les plus courtes, donc siégeant du côté basal, sont affectées par cette poussée de rhizoïdes. Au bout de quelques jours la production de rhizoïdes peut être assez abondante pour fixer le fragment au support; des proliférations analogues à des repousses peuvent, d'autre part, se développer à l'autre extrémité, de sorte que le fragment d'Entéromorphe se comporte alors à la manière d'une bouture de Saule qui, placée en terre, produit des racines d'un côté et des bourgeons de l'autre.

3° Enfin, dans certains cas, nous avons obtenu sur des fragments du thalle des *Enteromorpha compressa*, *intestinalis* et *marginata*, les phénomènes de régénération intégrale dont nous avons parlé plus haut et qui, apparemment, peuvent intéresser toutes les cellules restées vivantes, sans exception. L'algue qui s'est prêtée le mieux à ce phénomène appartenait au groupe de l'*Enteromorpha intestinalis* et elle avait été récoltée à Port-de-By sur des pieux en bordure de la Gironde. Or, au bout de deux semaines de culture, les fragments découpés de cette algue étaient demeurés d'un beau vert et aucune de leurs cellules, comme il arrive parfois, ne s'étaient

nécrosées; il n'y avait pas eu non plus de transformation en sporocystes; bien au contraire chaque cellule semblait prête à se développer pour son propre compte, ayant accumulé des réserves et poussant une protubérance vers l'extérieur. Au bout de trois semaines il apparaissait que toutes les cellules du fragment en culture se développaient d'une manière autonome, de façon à donner de petites plantules bien caractérisées et composées chacune de deux ou trois cellules avec l'inférieure prolongée parfois en un filament rhizoïdal (*fig.* B).

Les mêmes faits ont été observés chez des *Enteromorpha* du groupe *compressa* provenant de Guéthary. Tout se passe donc chez ces Entéromorphes comme sur des fragments observés fortuitement en culture et dont nous avons parlé plus haut : il est donc prouvé que toutes les cellules du thalle, sur un fragment détaché de certaines Entéromorphes, sont susceptibles de reprendre leur liberté et de se développer, indépendamment les unes des autres, en plantules. Certes la faculté de régénération est très répandue chez les algues, même d'organisation élevée, mais celle-ci est limitée d'ordinaire à certaines régions ou à certaines cellules privilégiées et elle n'est pas le fait de toutes les cellules du thalle sans exception comme c'est le cas ici.

La régénération et la multiplication végétative chez les Entéromorphes ne se réduisent d'ailleurs pas aux phénomènes que nous venons de signaler et qui concernent les thalles adultes. Il faut faire intervenir ce qui se passe au niveau des plantules. Chez les *Ulva*, Schiller (1907) autrefois, a montré la production de plantules adventives aux dépens des cellules rhizoïdales qui prennent part à la constitution du disque basal [2]. D'après nos observations, chez diverses Entéromorphes qui ne semblent pas avoir été étudiées de ce point de vue, il est fréquent d'observer la production, par les cellules basales du thalle, de filaments croissant en touffes qui servent bien à la fixation, mais participent également à la multiplication végétative. Ces filaments basaux ont bien en effet le caractère de rhizoïdes par leur minceur, leur membrane épaisse, leur rôle fixateur, mais ils en diffèrent parce qu'ils sont formés de cellules chlorophylliennes. Ils peuvent ainsi produire, sur leur trajet, des renflements qui sont le point de départ de branches dressées évoluant en plantules : ils ont donc le caractère et le rôle de véritables stolons.

[1] *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1539.
[2] *Sitz. Ber. Akad. Wiss. Wien, Mat. Nat. Kl.*, 1, 116, 1907, p. 1691-1716.

CYTOLOGIE PATHOLOGIQUE. — *Étude au microscope électronique des « figures myéliniques » observées dans les réactions pulmonaires silicotiques expérimentales*. Note (*) de MM. **Albert Policard, André Collet** et Mlle **Simone Prégermain** [1].

Étude au microscope électronique de la structure inframicroscopique de figures myéliniques formées au cours des réactions pulmonaires à la silice. Elles sont constituées de lames lipidiques élémentaires de 60 Å.

Depuis Virchow (1854), les formations curieuses connues sous le nom de « figures myéliniques » ont fait l'objet de nombreux travaux. Les études classiques de J. Nageotte [2], de A. Frey-Wissling [3], de D. G. Dervichian [4] en particulier, ont apporté à la connaissance de leur formation d'importants renseignements.

Au cours de recherches sur les réactions pulmonaires expérimentales à la silice en particules inframicroscopiques, nous avons pu étudier au microscope électronique, à un pouvoir de résolutions élevé, les figures myéliniques se formant dans ces conditions.

L'origine de ces formations est bien connue. Sous l'influence de certaines agressions, les composants lipidiques du protoplasma (30 % environ) sont libérés et démasqués. Constitués surtout de phospholipides (lécithine en particulier) ces corps subissent une hydratation qui entraîne la formation des figures myéliniques. Celles-ci, à notre connaissance, n'ont pas encore été étudiées au microscope électronique.

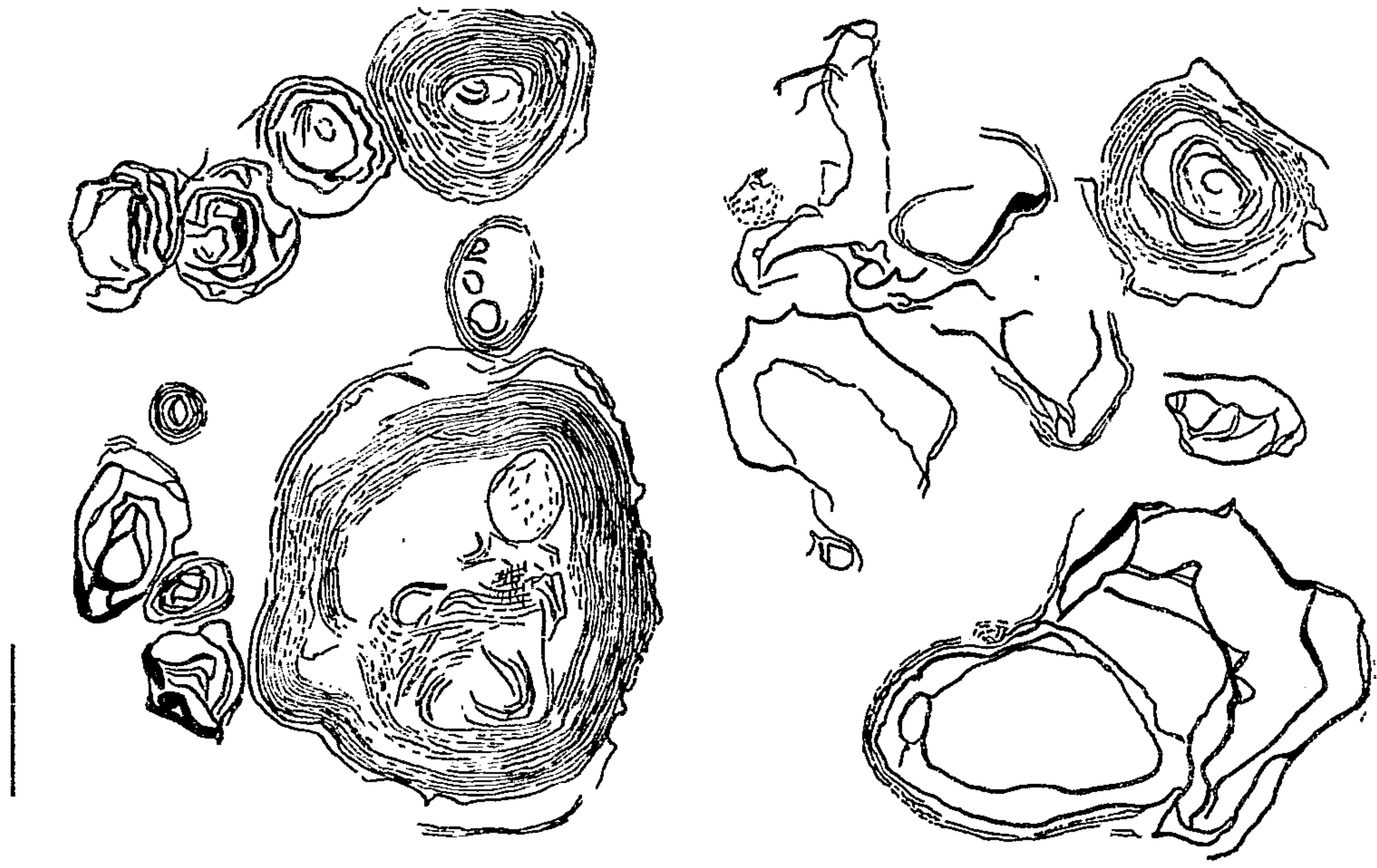
Nous avons utilisé soit la technique classique (fixation au Palade, inclusion au méthacrylate), soit la technique récente de Kellenberger (fixation au Palade, inclusion au Vinox), cette dernière technique permettant des coupes plus fines. Les coupes étaient faites au couteau de diamant de Fernandez-Moran et les examens au microscope électronique RCA EMU 3A.

Les formations myéliniques se rencontrent surtout dans le magma protoplasmique dégénéré se trouvant au centre des lésions. Quelques-unes se trouvent également dans des cellules alvéolaires en voie de dégénérescence.

Ces formations myéliniques ont une disposition toujours irrégulière, mais aux contours arrondis. Sur les coupes, elles sont bien marquées par des lignes noires plus ou moins épaisses, quelquefois d'une extrême finesse, disposées concentriquement en lignes courbes. Ces membranes osmiophiles et toujours très denses sont séparées par des espaces intermédiaires beaucoup plus grands, à contenu clair et homogène. Les figures ci-contre,

relevées d'une façon très précise sur les clichés photographiques, donnent une idée de la forme générale et de la grandeur de ces figures myéliniques.

Dans l'ordre des grandeurs inframicroscopiques, ces images correspondent à celles constatées dans l'ordre des grandeurs microscopiques ordinaires telles que les a figurées et décrites Nageotte en particulier.



Types divers de figures myéliniques dans un granulome silicotique expérimental de 7 jours. Calques faits sur des microphotographies électroniques. Le trait en bas à gauche indique le micron.

Les formations myéliniques sont constituées par des membranes osmiophiles d'épaisseurs variables et à faces parallèles. Cette épaisseur varie de 60 à 600 Å. Dans les plus épaisses, on peut percevoir un clivage parallèle. La membrane est faite d'une série de 5 à 10 fines lamelles osmiophiles de 60 Å environ, séparées par des intervalles clairs de 100 à 200 Å environ.

Les petites formations myéliniques sont, d'une façon générale, plus denses que les grosses.

Un rapport direct de ces formations et des mitochondries paraît exclu. A un examen superficiel, les plus petites de ces formations peuvent avoir quelque analogie avec les mitochondries; cependant, un examen attentif montre qu'une telle assimilation est difficile, car leurs types de structure diffèrent trop.

Par contre, entre des granulations lipidiques fortement osmiophiles et aux contours flous et les plus petites des formations myéliniques) il semble exister des rapports assez nets.

Certaines cellules du granulome silicotique renferment à la fois des particules de silice et des formations myéliniques. Toutefois, entre ces deux types de structure, on ne rencontre pas de liaisons directes. Entre les agrégats de particules phagocytées et les figures myéliniques, on ne trouve aucun rapport apparent. A la vérité, certains aspects peuvent faire illusion, celles de fragments de cellules dégénérées renfermant des particules de silice secondairement phagocytés par un autre élément. Dans une même masse sphérique de phagocytose secondaire, on rencontre à la fois des particules de silice et des figures myéliniques. En fait, il n'y a, entre elles, que des rapports de voisinage fortuit.

L'interprétation physico-chimique de ces formations myéliniques inframicroscopiques paraît facile sur la base des résultats des travaux cités plus haut ([2]), ([3]), ([4]). Au cours de la dégénérescence protoplasmique provoquée par la silice sont libérés des phospholipides, les anciens « lipoïdes » de l'histologie classique. Du fait de l'œdème lié au processus inflammatoire, ces phospholipides s'hydratent. Des molécules d'eau s'intercalent, au niveau des poles hydrophiles des chaînes lipidiques disposées, parallèlement les unes aux autres, en un film bimoléculaire, par liaison au niveau de leurs pôles hydrophobes. L'accumulation d'eau écarte progressivement les films lipidiques osmiophiles. De ce processus pourrait dériver la structure lamellaire des formations myéliniques. Les lames visibles au microscope optique (lames « formatives » de Nageotte) seraient constituées par l'empilement de films bimoléculaires lipidiques superposés et séparés par des films d'eau. Au microscope électronique, on peut aller beaucoup plus loin dans la résolution de ces « lames formatives ». Avec de bons pouvoirs de résolution, on peut percevoir individuellement les films lipidiques primaires sous forme de lignes d'une soixantaine d'angströms environ. Or, l'épaisseur théorique de ces films bimoléculaires serait de 50 Å [J.J. Trillat ([5])]. On peut ainsi avec beaucoup de vraisemblance considérer les lignes de 60 Å environ constatées au microscope électronique comme les coupes des lames formatives élémentaires des figures myéliniques.

Un autre point à signaler. Les lames formant les figures myéliniques paraissent à la fois rigides et fragiles. Elles apparaissent souvent brisées, mais sans montrer aucune rétraction ni aucun plissement. Ces caractères conduisent à penser à la possibilité d'une liaison des films lipidiques avec des protéines fibreuses formant une couche doublant le film lipidique. Des membranes de ce type ont été, on le sait, souvent postulées pour des structures inframicroscopiques du même ordre.

Un prochain Mémoire donnera, en même temps que les microphotographies électroniques de ces formations, le détail des observations réalisées.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) Avec la collaboration technique de Christiane Reuet.

(2) *Comptes rendus*, 185, 1927, p. 1021; *Morphologie des gels lipoïdes*, Paris, Hermann, 1936.

(3) *Submicroscopic morphology of protoplasma*, Amsterdam, 1953.

(4) *Trans. Faraday Soc.*, 142 B, 1946, p. 180.

(5) *Comptes rendus*, 180, 1925, p. 183 et 184, 1927, p. 812.

M. **Roger Heim** fait hommage à l'Académie d'un Ouvrage préparé par l'Union internationale pour la conservation de la Nature et de ses ressources. *Derniers refuges. Atlas des réserves naturelles dans le monde,* dont il a écrit la *Préface* et l'*Introduction*.

M. **Albert Vandel** adresse en hommage à l'Académie une Note intitulée : *Les isopodes terrestres des Açores,* qui constitue le fascicule 7 du tome VIII des *Mémoires du Muséum national d'histoire naturelle*.

ÉLECTIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à l'élection d'un Membre de la Section de Botanique, en remplacement de M. *Auguste Chevalier,* décédé.

Le nombre de votants étant 65,

M. Lucien Plantefol obtient	42 suffrages
M. Pierre Crété	12 —
M. Pierre Chouard	8 —
M. Roger Gautheret	2 —
M. Georges Mangenot	1 —

Il y a un bulletin nul.

M. **Lucien Plantefol**, ayant obtenu la majorité absolue des suffrages, est proclamé élu.

Son élection sera soumise à l'approbation du Gouvernement de la République.

DÉSIGNATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Radioélectricité du Conservatoire National des Arts et Métiers, pour la première ligne, M. *Roger Rigal* obtient 61 suffrages. Il y a 1 bulletin nul.

Pour la seconde ligne, l'Académie, bien que prévenue de l'existence d'une autre candidature, a décidé, par 47 voix contre une, qu'aucun candidat ne serait présenté en deuxième ligne.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation nationale comprendra :

En ligne unique............... M. **Roger Rigal.**

Dans la formation d'une liste de candidats à la place de Directeur de l'Observatoire de Besançon, pour la première ligne, M. *Jean Delhaye* obtient 48 suffrages, contre 2 à M. *Roger Bouigue* et 2 à M. *Théophile Weimer;* il y a 1 bulletin nul.

Pour la seconde ligne, M. *Roger Bouigue* obtient 47 suffrages contre 3 à M. *Théophile Weimer;* il y a 2 bulletins blancs.

En conséquence la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale, de la Jeunesse et des Sports comprendra :

En première ligne.............. M. **Jean Delhaye.**
En seconde ligne............... M. **Roger Bouigue.**

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Union minière du Haut Katanga.* 1906-1956. Deuxième édition;

2° Luís de Menezes Acciaiuoli. *Geologia de Portugal. Ensaio bibliográfico.* Volume I;

3° *Lobatchevsky, grand mathématicien russe. Sa vie, son œuvre,* par Mlle Sophie Piccard, in *Les Conférences du Palais de la Découverte,* Série D. n° 47;

4° *The Year Book of the International Council of scientific Unions,* 1957;

5° Robert Sinclair. *Quick-Frozen Foods. — Essential Oils. The Basis of Nature's Perfume.*

CALCUL MÉCANIQUE. — *Sur un simulateur électromagnétique d'une équation de Hill.* Note (*) de M. **Jean Valat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Le calcul des orbites dans un cosmotron à forte convergence exige l'étude des solutions d'une équation de Hill contenant des termes non linéaires. Nous avons entrepris la réalisation d'un simulateur électromécanique d'une telle équation et nous décrivons ci-dessous le montage réalisé et son comportement en l'absence de perturbations non linéaires. Les résultats sont conformes au diagramme théorique de Strutt.

1. Un galvanomètre

$$(T = 1{,}75\ \mathrm{s};\ r_i = 65\,\Omega;\ r_{\mathrm{ext.\,crit.}} = 900\,\Omega;\ s = 5.9.10^{-9}\ \mathrm{A/mm\ à\ 1\ m})$$

envoie un spot d'intensité lumineuse constante sur la cathode d'une cellule différentielle photodianode ([1]); la réponse de cette cellule (*fig.* 1) est proportionnelle à la distance qui sépare le spot du centre de la cathode, tant que l'on ne dépasse pas une certaine élongation. La tension de sortie de la cellule, pré-

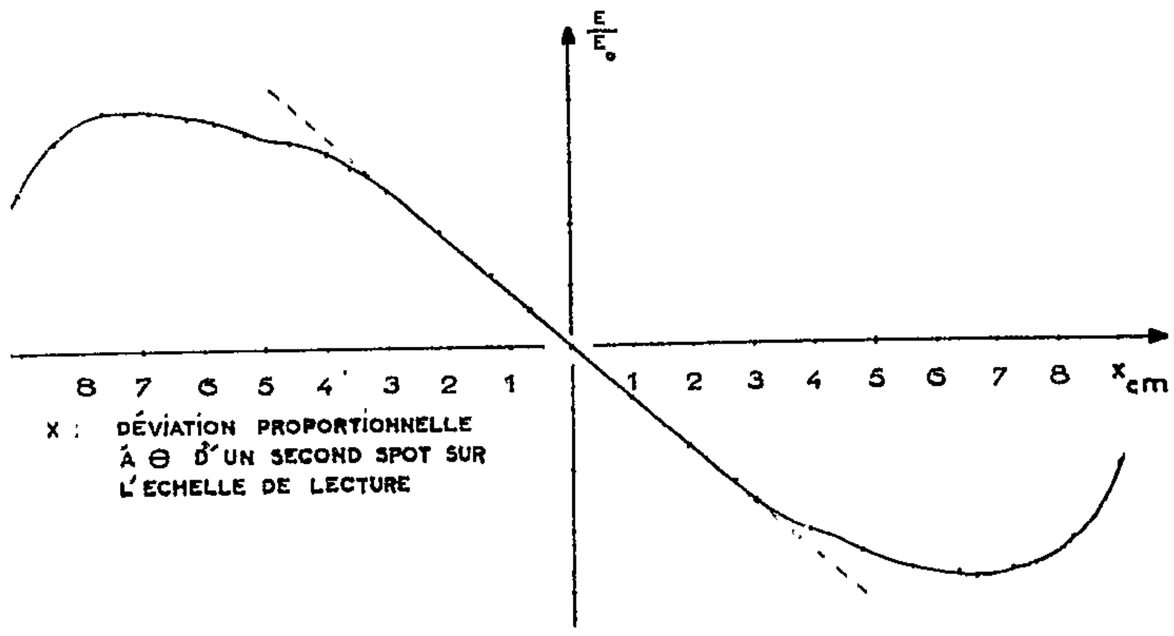


Fig. 1.

levée comme il est indiqué sur la figure 2, est donc proportionnelle à l'angle de rotation du galvanomètre. Cette tension est injectée dans le galvanomètre, par l'intermédiaire d'une lampe double électromètre (tube Mazda 6196). L'équation du mouvement du cadre du galvanomètre s'écrit alors

$$\text{(1)} \qquad I\theta'' + \left[f_a + \frac{\Phi^2}{R} \right] \theta' - \left[C - \frac{\Phi}{R} k \right] \theta = 0,$$

I étant le moment d'inertie du cadre, f_a le coefficient de résistance de l'air, Φ le flux traversant le cadre, R la résistance totale dans laquelle passe le courant du galvanomètre, k le coefficient de proportionnalité de la cellule ($E = k\theta$).

Deux relais polarisés, à faible constante de temps, de l'ordre de la milliseconde, et commandés par un générateur de signaux rectangulaires à très basses fréquences, inversent périodiquement le branchement du galvanomètre, de sorte que l'équation (1) précédente est une équation de Hill, correspondant à une fonction modulatrice rectangulaire :

$$\text{(2)} \qquad \theta'' + \alpha\theta' + [\lambda + \tilde{\eta}]\theta = 0.$$

Dans la suite la notation $\tilde{\eta}$ représentera cette fonction créneau, de fréquence f, et d'amplitude $+|\eta|$, $-|\eta|$, $+|\eta|$, etc.

La figure 2 donne le schéma détaillé du montage.

2. Les valeurs numériques de notre montage nous conduisant à l'équation

$$\text{(3)} \qquad \theta'' \left[+0,222 + \frac{6.700}{R} \right] \theta' + \left[12,9 + \frac{0,0109}{R} \tilde{k} \right] \theta = 0,$$

R étant exprimée en ohms. Deux paramètres sont réglables dans cette équation : la fréquence f de la fonction modulatrice rectangulaire (grâce au générateur T. B. F.) et l'amplitude $\eta = (0,0109/R)\,k$ (grâce à la lampe électromètre).

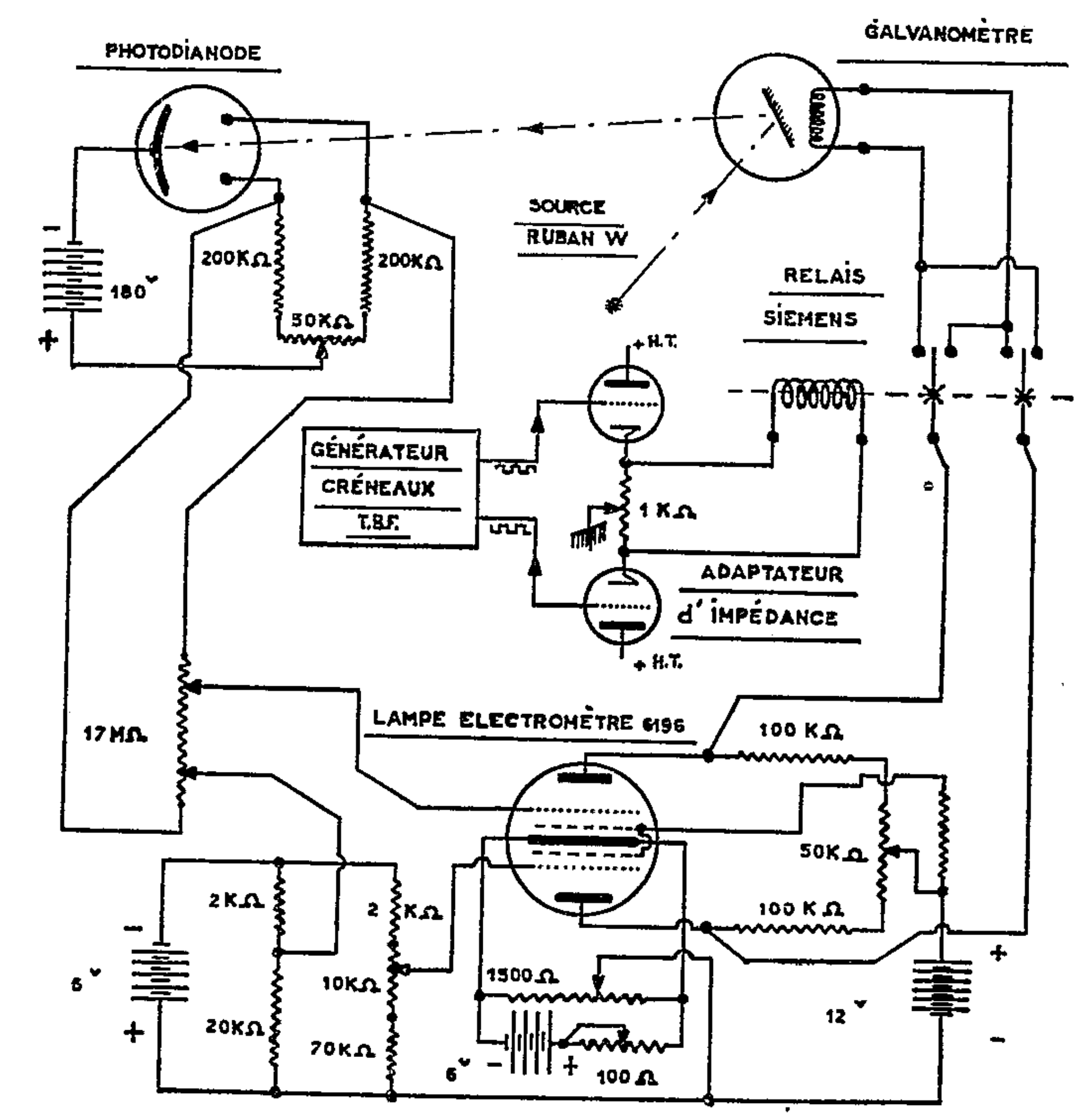


Fig. 2.

Choisissons une valeur déterminée du coefficient $|\eta|$ et modifions lentement la fréquence de commande. Pour certaines fréquences, le spot reste immobile au zéro du fait de l'amortissement ou reste très voisin de l'origine, animé d'oscillations de faible amplitude. Ces oscillations peuvent être supprimées par un réglage très soigné de la symétrie de la lampe électromètre tant que le rapport $|\eta|/\lambda$ reste inférieur à l'unité. Au-delà de cette valeur la difficulté de ce réglage croît avec $|\eta|$ et ce, d'autant plus que la fréquence de commande est plus faible. Nous nous trouvons alors dans une zone stable.

Pour d'autres valeurs de la fréquence, le spot est animé d'oscillations d'amplitude croissante et sort rapidement du domaine dans lequel la réponse de la cellule est linéaire; l'amplitude des oscillations est alors limitée par l'intervention des termes non linéaires de la caractéristique de la cellule. Cette non-linéarité ne nous intéresse pas ici : nous nous trouvons alors dans une zone instable.

Pour une valeur donnée de la fréquence, le paramètre $|\eta|$ est mesuré en bloquant les relais. L'équation est alors « pendulaire » et le coefficient $|\eta|$ se déduit de la mesure de la période des oscillations libres ainsi obtenues.

3. Nous avons comparé sur la figure 3 le diagramme théorique calculé en négligeant l'amortissement dans l'équation (2) ($\alpha = 0$) et les points expérimentaux obtenus pour $\alpha = 0,32$. La courbe expérimentale épouse la forme du diagramme théorique et les zones de stabilité s'élargissent.

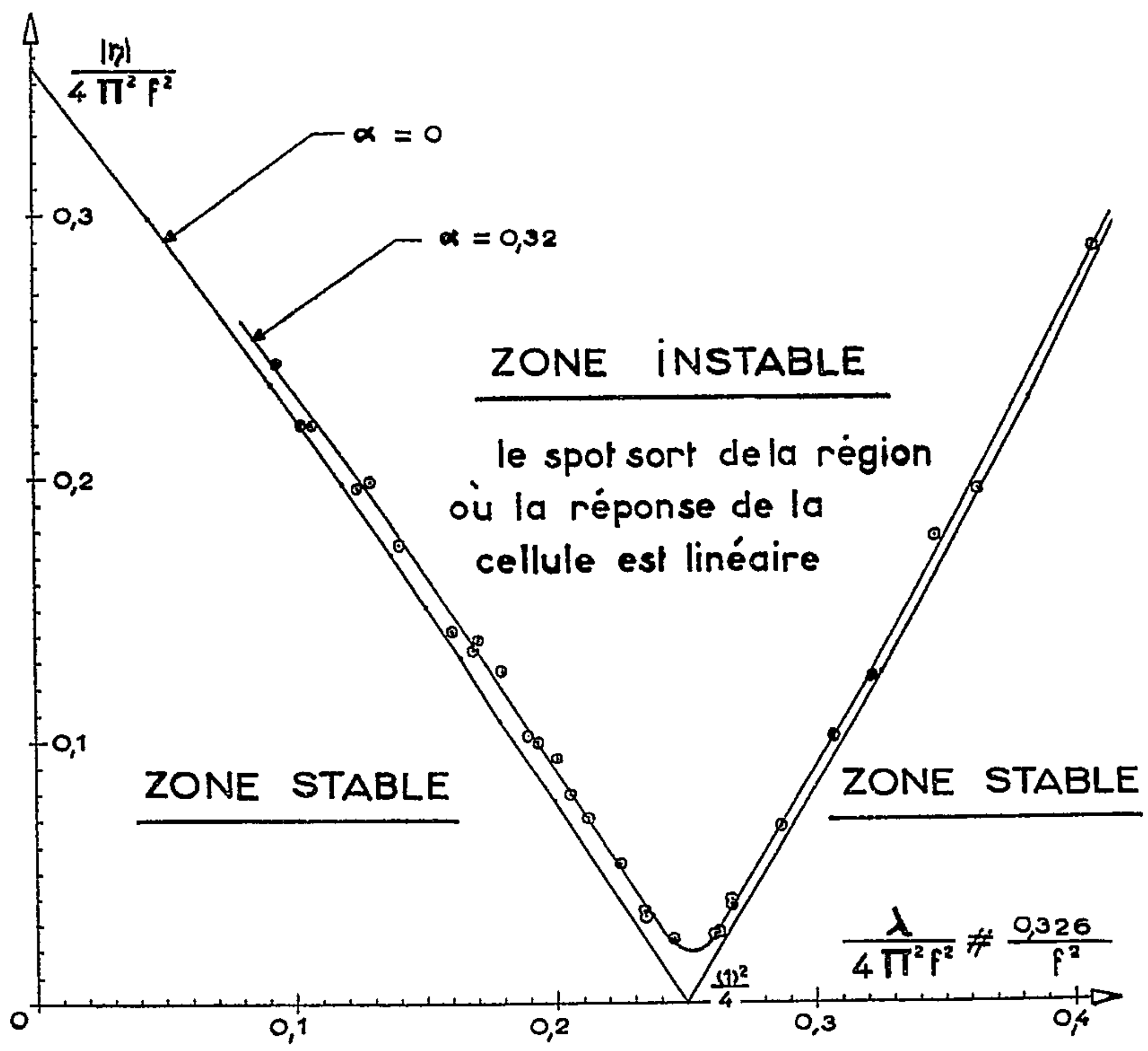


Fig. 3.

Dans une prochaine publication nous étudierons systématiquement l'influence de l'amortissement.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) Deloffre, Pierre et Roig, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1507; 238, 1954, p. 1213.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur les perturbations aléatoires des systèmes d'équations différentielles*. Note (*) de M. **André Régnier**, transmise par M. Georges Darmois.

I. Soit $\mathfrak{A} \ni a$ une partie ouverte connexe d'un espace euclidien R^p; soit $\mathfrak{X} \ni x$ un ensemble compact connexe d'un espace euclidien R^n; soit encore une application $U(x, a)$ de $\mathfrak{X} \times \mathfrak{A}$ dans R^n. On suppose que :

a. $U(x, a)$ est une fonction bornée de $(x, a) \in \mathfrak{X} \times \mathfrak{A}$;

b. pour chaque $x \in \mathfrak{X}$, $U(x, a)$ est une fonction continue de $a \in \mathfrak{A}$;

c. pour tout $x \in \mathfrak{X}$, $y \in \mathfrak{X}$, $a \in \mathfrak{A}$, on a :

$$|U(y, a) - U(x, a)| \leqq K|y - x|$$

où K est une constante finie positive;

d. pour chaque $a \in \mathfrak{A}$, la frontière de $\mathfrak{X}$ est un ensemble invariant pour les transformations $T_t^a x = x_t$ définies par le système différentiel :

$$\frac{dx_t}{dt} = U(x_t, t), \quad x_0 \in \mathfrak{X} \tag{1}$$

2. Appelons a_t une application continue d'un segment $[O,T] \ni t$ dans $\mathfrak{A}$. Le système différentiel :

$$\frac{dx_t}{dt} = U(x_t, a_t), \qquad x_0 \in \mathfrak{X} \tag{2}$$

possède sur O,T une solution continue unique pour tout $x_0 \in \mathfrak{X}$. Soit Ω une famille de fonctions a_t du type ci-dessus; si nous nous donnons une loi de probabilité sur $\Omega \times \mathfrak{X}$, en considérant ici $\mathfrak{X}$ comme l'ensemble des valeurs initiales x_0, alors (2) définit sur $[O,T]$ une fonction aléatoire $\{X, A\}$ à valeurs dans $\mathfrak{X} \times \mathfrak{A}$. De cette fonction aléatoire nous n'aurons à considérer ici que la loi temporelle, et seulement même la partie de la loi temporelle qui ne concerne que deux états successifs arbitraires (X_t, A_t) et $(X_{t'}, A_{t'})$, $t < t'$.

3. On supposera que, pour tout couple t, t' tel que $t \in [O,T]$, $t' \in [O,T]$, $t < t'$, conditionnellement lorsque A_t est connue, X_t et $A_{t'}$ sont deux variables aléatoires indépendantes.

4. Moyennant les hypothèses 1 et 3 ci-dessus et en appelant N_t le plus petit ensemble fermé tel que : $Pr(A_t \in N_t) = 1$, on a le résultat suivant :

Si pour chaque t d'un intervalle $(t_1, t_2) \subset [O, T]$ X_t et A_t sont deux variables aléatoires indépendantes, alors :

1° La loi de probabilité *a priori* de X_t est, pour chaque $t \in (t_1, t_2)$ une mesure invariante commune à tous les systèmes différentiels :

$$\frac{dx_t}{dt} = U(x_t, a) - U(x_t, b), \qquad x_0 \in \mathfrak{X}$$

où a et b appartiennent à la fois à N_t;

2° Pour que cette loi soit constante dans le temps sur tout l'intervalle (t_1, t_2) il faut et il suffit que pour chaque $t \in (t_1, t_2)$ il existe un a (a pouvant varier avec t) tel que cette loi de probabilité soit mesure invariante du système (1) correspondant.

5. On peut remplacer les deux hypothèses d'indépendance figurant sous 3 et 4 par celle-ci : si $t_1 \leqq t < t' \leqq t_2$, X_t est indépendant du couple A_t, $A_{t'}$. Ainsi on n'a pas à faire intervenir les probabilités conditionnelles dans $\mathfrak{A}$ et la

démonstration peut s'étendre au cas où $\mathcal{A}$ est une partie d'un espace de Banach.

(*) Séance du 15 avril 1957.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une transformation des fonctions caractéristiques.* Note de M. **Eugène Lukacs**, présentée par M. Georges Darmois.

L'étude des transformations des fonctions caractéristiques est un sujet qui n'est pas tout à fait nouveau. B. de Finetti ([1]) utilisait déjà de telles transformations, mais c'est seulement récemment qu'on a commencé de s'occuper systématiquement de cette matière.

Soit $F(x)$ une fonction de répartition quelconque et désignons par

$$f(t)=\int_{-\infty}^{\infty} e^{itx}\,dF(x) \tag{1}$$

sa fonction caractéristique. Nous considérons l'intégrale

$$h(u)=\int_0^u f(y)\,dy,$$

où u est un nombre réel. Alors

$$h(u)=\int_0^u\left[\int_{-\infty}^{\infty} e^{iyx}\,dF(x)\right]dy;$$

comme la fonction e^{iyx} est bornée on peut échanger des intégrations et l'on obtient

$$h(u)=\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{iux}-1}{ix}\,dF(x).$$

Formons l'intégrale

$$\int_0^t h(u)\,du=\int_0^t\left[\int_{-\infty}^{\infty}\frac{e^{iux}-1}{ix}\,dF(x)\right]du.$$

On voit aisément qu'on peut échanger l'ordre des intégrations. En posant

$$\psi(t)=-\int_0^t\left[\int_0^u f(y)\,dy\right]du, \tag{2}$$

on a

$$\psi(t)=\int_{-\infty}^{\infty}(e^{itx}-1-itx)\frac{dF(x)}{x^2}. \tag{3}$$

A. N. Kolmogorov ([2]) a démontré le théorème suivant :

Supposons que la fonction de répartition $F(x)$ *soit indéfiniment divisible et que le second moment de* $F(x)$ *soit fini. La seconde caractéristique* $\psi(t)$ *de* $F(x)$ *a*

alors la forme canonique

$$\psi(t) = \log f(t) = ict + \int_{-\infty}^{\infty} (e^{itx} - 1 - itx) \frac{dk(x)}{x^2},$$

où c est une constante réelle et où $k(x)$ est une fonction non décroissante et bornée telle que

$$k(-\infty) = 0 \qquad \text{et} \qquad \int_{-\infty}^{\infty} dk(x) < \infty.$$

En vertu de cette représentation et de la formule (3) on obtient le théorème suivant :

Théorème. — *Soit $f(y)$ une fonction caractéristique quelconque, alors*

$$\psi(t) = -\int_0^t \int_0^u f(y)\, dy\, du$$

est la seconde caractéristique d'une loi indéfiniment divisible dont le second moment est fini.

Supposons maintenant que le second moment α_2 de la fonction de répartition $F(x)$ soit fini et désignons par $f(t)$ la caractéristique de $F(x)$.

Alors

$$g(y) = -\frac{f''(y)}{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{iyx} x^2\, dF(x)$$

est aussi une fonction caractéristique. En appliquant notre théorème nous voyons que la fonction $[f(t) - 1]$ est la seconde caractéristique d'une loi indéfiniment divisible. C'est un cas particulier de la transformation étudiée par B. de Finetti ([1]).

Comme seconde application nous considérons la fonction caractéristique $f(y) = e^{-|y|}$ de la loi de Cauchy. Nous voyons à l'aide de notre théorème que

$$g(t) = \exp[-|t| + 1 - e^{-|t|}]$$

est une fonction caractéristique. Comme $h(t) = \exp[e^{-|t|} - 1]$ est aussi une fonction caractéristique nous observons que

$$e^{-|t|} = g(t)\, h(t), \tag{4}$$

Cette formule montre qu'il est possible de décomposer la loi de Cauchy en deux facteurs qui ne sont pas des lois stables. Cette possibilité fut déjà démontrée à l'aide d'une méthode différente par D. Dugué ([3]).

([1]) *Rend. R. Acad. Naz. Lincei*, (6), **12**, 1930, p. 278-282.

([2]) *Atti Acad. Naz. Lincei*, (6), **15**, 1932, p. 805-808.

([3]) *Comptes rendus*, **213**, 1941, p. 718.

(*Catholic University, Washington, D. C.*)

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Test de périodicité. Généralisation du test de Schuster au cas de séries temporelles autocorrélées.* Note de M. **Maurice Allais**, présentée par M. Joseph Kampé de Fériet.

1. Dans de nombreux phénomènes, la nature fournit une suite de N observations $x_1, x_2, \ldots, x_N$ régulièrement espacées de variance s^2. Si l'on procède à l'analyse harmonique de cette série, soit par la méthode du filtre de Buys Ballot, soit par la représentation de la suite des x par la somme d'une constante et de n harmoniques de fréquences $\omega = \nu 2\pi/N (N = 2n+1, 1 \leqq \nu \leqq n)$, on est amené à éprouver la signification d'une valeur donnée de I_ω avec

$$I_\omega = A_\omega^2 + B_\omega^2, \qquad A_\omega = \frac{2}{N}\sum_{\nu=0}^{N-1} x_{s+1} \cos \nu\omega, \qquad B_\omega = \frac{2}{N}\sum_{\nu=0}^{N-1} x_{s+1} \sin \nu\omega.$$

2. Dans le cas où l'observation montre que les x_i ne sont pas autocorrélés, c'est-à-dire que les coefficients d'autocorrélation empiriques ne sont pas significativement différents de zéro, Schuster a donné un test devenu classique. Suivant ce test on a

$$P = \text{Prob}\{\mu_\omega \geqq \mu\} = e^{-\mu} \tag{1}$$

avec

$$\mu_\omega = \frac{NR_\omega^2}{4\sigma^2} \qquad \text{et} \qquad \sigma^2 = \left(1 - \frac{1}{N}\right)s^2$$

3. Toutefois, le test de Schuster suppose essentiellement que le processus stochastique $\{\xi_t\} = (\ldots, \xi_{t-1}, \xi_t, \xi_{t+1}, \ldots)$ dont la suite observée des x est une réalisation particulière est un processus purement aléatoire [1] dont le corrélogramme se réduit à

$$\rho_0 = 1, \qquad \rho_1 = \rho_2 = \ldots = 0.$$

S'il n'en est pas ainsi le test n'est plus applicable et il n'existe actuellement dans la littérature, à notre connaissance tout au moins, aucune extension du test de Schuster au cas de séries autocorrélées. En fait, cependant, le test de Schuster peut être facilement généralisé suivant les principes généraux ci-dessous.

4. Tout processus stationnaire discret $\{\xi_t\}$ peut être décomposé en un processus complètement déterministe η_t et un processus complètement non déterministe ζ_t

$$\xi_t = \eta_t + \zeta_t \qquad \text{avec} \quad \zeta_t = \varepsilon_t + a_1\varepsilon_{t-1} + a_2\varepsilon_{t-2} + \ldots \tag{2}$$

η_t peut être pratiquement [2] considéré comme une fonction périodique ou presque périodique dont les harmoniques composantes ont des périodes

incommensurables. Les a_i sont des constantes, Σa_i^2 est fini et ε_t est une variable aléatoire non autocorrélée (1).

5. On peut alors éprouver la signification d'une valeur donnée I_ω dans le cadre des hypothèses suivantes : *a.* le processus naturel inconnu $\{\xi_t\}$ dont la suite des x est une réalisation particulière est stationnaire; *b.* il ne comporte aucune structure périodique et l'influence de toute perturbation aléatoire s'évanouit progressivement sans aucune oscillation avec le temps.

Ces hypothèses impliquent pratiquement : *a.* que le processus $\{\xi_t\}$ se réduise au processus $\{\zeta_t\}$, *b.* que la suite des a_ν, et par suite la suite des ρ_ν, soit constamment décroissante, a_ν et ρ_ν tendant vers zéro par valeurs positives lorsque ν augmente indéfiniment (3). Soit alors h la valeur de ν à partir de laquelle r_ν n'est plus significativement différent de zéro (4), (5). Le processus peut alors être considéré comme un processus de moyenne mobile d'ordre h,

$$\xi_t = \varepsilon_t + a_1\varepsilon_{t-1} + \ldots + a_h\varepsilon_{t-h}.$$

On a alors

$$(3)\qquad \rho_\nu = \frac{a_\nu + a_1 a_{\nu-1} + \ldots + a_{\nu-h}a_h}{1 + a_1^2 + \ldots + a_h^2}, \qquad 0 \leqq \nu \leqq h \qquad \text{et} \qquad \rho_\nu = 0, \qquad \nu > h.$$

On peut en première approximation faire l'hypothèse que la variable aléatoire ε est normale. Par ailleurs, on sait (6) qu'à des termes en $1/N$ près la probabilité P d'une valeur de I_ω supérieure à une valeur donnée I est donnée par la relation (1) avec

$$(4)\qquad \mu_\omega = \frac{I_\omega}{E[I_\omega]},$$

où $E[I_\omega]$ représente l'espérance mathématique de I_ω pour un processus de moyenne mobile d'ordre h. Or, on a (7)

$$E[I_\omega] = \frac{4\sigma^2}{N}\left[1 + 2\sum_{\nu=1}^{h}\left(1 - \frac{\nu}{N}\right)\rho_\nu \cos\nu\omega\right].$$

On peut alors prendre comme estimateur consistant de $E[I_\omega]$ la valeur $E^*[I_\omega] = 4\sigma^2 k_\omega/N$ avec

$$(5)\qquad k_\omega = 1 + 2\sum_{\nu=1}^{h}\left(1 - \frac{\nu}{N}\right) r_\nu \cos\nu\omega$$

sans qu'il soit nécessaire d'estimer les coefficients a_i et de calculer les ρ_ν à partir des relations (3). La probabilité P cherchée sera alors donnée par la relation (1) avec

$$(6)\qquad \mu_\omega = \frac{N}{4\sigma^2}\,\frac{I_\omega}{k_\omega}.$$

Cette méthode revient donc à calculer $E^*[I_\omega]$ par troncature du corrélogramme à partir du rang h où les r_ν ne sont plus significativement différents

de zéro. Elle est ainsi assez analogue dans sa conception aux méthodes proposées dans ces dernières années pour estimer le spectre d'un processus stochastique ([8]).

6. Ces calculs peuvent être facilement complétés pour tenir compte des termes négligés en $1/N$ de la relation (4), du biais résultant du fait que le rang effectif h_1 du processus ζ_t peut être supérieur à h et de la dispersion de I_ω autour de sa moyenne $E[I_\omega]$ ([9]), mais les corrections sont négligeables dès que N a une valeur appréciable, de plus de 500 par exemple, ce qui est toujours le cas en géophysique.

7. Si l'on veut éviter le calcul de k_ω on peut, en première approximation, *encadrer* suivant les cas le corrélogramme dans sa partie significative par les corrélogrammes de deux moyennes mobiles du type

$$\zeta_t = \varepsilon_t + \varepsilon_{t-1} + \ldots + \varepsilon_{t-h},$$

ou par les corrélogrammes de deux séries autorégressives du premier ou du deuxième ordre du type

$$\zeta_t + b_1\zeta_{t-1} = \varepsilon_t \quad \text{ou} \quad \zeta_t + b_1\zeta_{t-1} + b_2\zeta_{t-2} = \varepsilon_t,$$

cas particuliers du processus (2) satisfaisant aux conditions du paragraphe 5. On peut encore choisir ces processus de manière que le corrélogramme théorique s'écarte le moins possible du corrélogramme empirique dans sa partie significative. Dans tous ces cas, les formules théoriques donnant ρ_ν et k_ω sont particulièrement simples et se prêtent à des calculs faciles, et elles fournissent un ordre de grandeur acceptable de k_ω pour le calcul de μ_ω par la relation (6).

([1]) Dans cette Note nous adoptons la terminologie de Wold : H. WOLD et L. JUREEN, *Demand Analys*, New-York, 1953.

([2]) C'est-à-dire en considérant qu'il n'y a pas de partie singulière dans le spectre (c'est-à-dire pas de partie continue mais non différentiable).

([3]) Dès lors si certains r_ν sont négatifs, cette circonstance (qui se présentera effectivement si l'hypothèse de non-périodicité est incorrecte) doit être attribuée dans le cadre des hypothèses faites à la dispersion des r_ν autour de leurs moyennes ρ_ν.

([4]) Compte tenu de l'hypothèse de positivité des ρ_ν.

([5]) Cette valeur peut être facilement déduite en utilisant l'expression de la variance du coefficient de corrélation de deux séries autorégressives, non corrélées entre elles donnée par G. H. Orcutt, *Biometrika*, 35, 1948, p. 377.

([6]) J. D. SARGAN, *J. R. Stat. Soc.*, 15, 1953, p. 140.

([7]) M. S. BARTLETT, *Biométrika*, 37, 1950, p. 1.

([8]) U. GRENANDER et M. ROSENBLATT, *Statistical Analysis, of Stationary Time series*, New-York, 1957.

([9]) Il est extrêmement important de souligner que la distribution des coefficients empiriques d'autocorrélation r_k est, en première approximation indépendante de la distribution de la variable ε (M. S. BARTLETT, *J. R. Stat. Soc.*, 8, 1946, p. 27).

MÉCANIQUE DES FLUIDES — *Sur les équations approchées des ondes permanentes et périodiques de gravité.* Note de M. **André Daubert**, présentée par M. Henri Villat.

Nous nous proposons d'étudier les formules approchées d'une houle plane, périodique, se propageant dans un liquide parfait de profondeur moyenne constante H (H pouvant être infini) dont Mme Dubreuil-Jacotin a établi l'existence [*cf.* ([1])].

Soient OXY, un système d'axes liés à l'onde, animé d'un mouvement de translation horizontale et uniforme; le profil L de la surface libre est fixe dans ce repère; l'axe OX est situé dans le plan moyen de la surface libre et dirigé dans le sens de la propagation de l'onde; l'axe OY est vertical ascendant.

Le mouvement relatif OXY est, par définition, permanent et les lignes de courant sont supposées, *a priori*, périodiques en X, de période λ.

$\psi(X, Y, A)$ est la fonction de courant qui dépend en dehors de X et Y, d'un paramètre assez petit, A, lié à l'amplitude de l'onde.

Le rotationnel 2ζ est constant le long des lignes $\psi = \text{const.}$; ζ est une fonction arbitraire analytique en A, nulle pour $A = 0$, vérifiant les conditions de Hölder par rapport à ψ et dans le cas de la profondeur infinie, s'annule comme $e^{4\pi\psi/c\lambda}$ lorsque $\psi \to -\infty$, c étant la célérité de l'onde.

On pose $2\zeta = f(\psi, A) = A^n \zeta_n(\psi)$; avec $n > 0$; ici, comme dans toute la suite, on utilisera la convention de l'indice muet.

On peut effectuer l'inversion des variables et écrire les équations des lignes de courant sous la forme

$$Y = B\psi + \Phi_1(x, \psi), \qquad \text{avec} \quad -\infty < X < +\infty, \qquad -q \leqq \psi \leqq 0.$$

La ligne $\psi = 0$ est l'image de L et la ligne $\psi = -q$ est celle du fond; q est un paramètre qui sera déterminé ultérieurement en fonction des données, à savoir $f(\psi, A)$ H, A et λ.

B est une constante *a priori*, fonctionnelle de ces données.

Nous adopterons comme définition de la célérité : $c = 1/B$. On justifiera ailleurs ce choix [*Cf.* ([2]) et ([3])]. Notons également que, pour $H \neq \infty$, $B = H/q$.

Rappelons les équations du problème de ([1]); Φ_1 est solution de

$$(1) \quad \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial \psi^2} + B^2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2} + B^3 f(\psi) = 2B\left[\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x \partial \psi} - \frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi}\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2}\right] - f(\psi)\left[3B^2 + 3B\frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi} + \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi}\right)^2\right]\frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi} - \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}\right)^2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial \psi^2} + 2\frac{\partial \Phi_1}{\partial x}\frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi}\frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x \partial \psi} - \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial \psi}\right)^2 \frac{\partial^2 \Phi_1}{\partial x^2}$$

et vérifie les conditions aux limites :

$$\Phi_1 = 0 \quad \text{pour} \quad \psi = -q, \tag{2}$$

$$\frac{\partial\Phi_1}{\partial\psi} - gB^3\Phi_1 + K_1\frac{B^3}{2} = B^2\frac{\partial\Phi_1}{\partial\psi}(2g\Phi_1 - K_1) - \frac{1}{2B}\left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial\psi}\right)^2 + \frac{B}{2}\left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial x}\right)^2 + \frac{B}{2}\left(\frac{\partial\Phi_1}{\partial\psi}\right)^2(2g\Phi_1 - K_1) \quad \text{pour} \quad \psi = 0, \tag{3}$$

où K_1 est une constante à déterminer, analytique en A, nulle pour $A = 0$; et

$$\int_{x_0}^{x_0+\lambda} \Phi_1(x, 0)\, dx = 0, \tag{4}$$

qui exprime que $y = 0$ est le niveau moyen.

Le problème aux limites ainsi posé possède une solution, et une seule, pour des valeurs de $A < A_1$, A_1 étant une fonctionnelle compliquée et non explicitée des données; cette solution est analytique en A et admet une infinité d'axes de symétrie parallèles à OY et distants de $\lambda/2$ [*cf.* ([1])].

D'après ce qui précède, on peut écrire

$$\begin{cases} K_1 = A^n K_{1,n} & \\ B = \dfrac{1}{c_0} + A^n q_n & (n = 1, 2, \ldots, +\infty), \\ \Phi_1 = a_p(\psi, A)\, e^{ip\mu x} & (p = -\infty, \ldots, 0, 1, \ldots, \infty), \quad \text{avec} \quad \mu = \dfrac{2\pi}{\lambda}, \\ a_p = a_{-p} = A^n a_{n,p} & (\text{pour } p \text{ fixe et } n = 1, 2, \ldots, +\infty). \end{cases} \tag{6}$$

En substituant cette valeur de Φ_1 dans (1) et en identifiant les coefficients des divers termes en $e^{ip\mu x}$ dans les deux membres, on obtient le système, valable pour p fixe $\neq 0$:

$$\begin{aligned} a''_p - B^2p^2\mu^2 a_p = {} & 2B[-(p-k)k\mu^2 a_{p-k}a'_k + k^2\mu^2 a'_{p-k}a_k] \\ & - f(\psi)[3B^2 a'_p + 3B a'_k a'_{p-k} + a'_j a'_{k-j} a'_{p-k}] \\ & + j(k-j)\mu^2 a_j a_{k-j} a''_{p-k} - 2j(p-k)\mu^2 a_j a'_{k-j} a'_{p-k} \\ & + (p-k)^2\mu^2 a'_j a'_{k-j} a_{p-k} \qquad (k, j = -\infty, \ldots, 0, 1, \ldots, +\infty). \end{aligned}$$

Pour $p = 0$, il y aura lieu d'ajouter au premier membre le terme $B^3 f(\psi)$.

Les conditions aux limites (2) et (3) donnent respectivement

$$a_p(-q, A) = 0. \tag{2'}$$

$$a'_p - gB^3 a_p = B^2[2g a_k a'_{p-k} - K_1 a'_p] - \frac{1}{2B} a'_k a'_{p-k} - \frac{B}{2}\mu^2 k(p-k) a_k a_{p-k} + Bg a'_j a'_{k-j} a_{p-k} - \frac{B}{2} K_1 a'_k a'_{p-k} \quad \text{pour} \quad \psi = 0. \tag{3'}$$

Pour $p = 0$, il y aura lieu d'ajouter au premier membre le terme $K_1 B^3/2$ et (4) donne

$$a_0(0, A) = 0, \tag{4'}$$

Le paramètre A est défini comme étant l'amplitude du fondamental du développement en série de Fourier de l'équation de L; on a alors la condition supplémentaire

$$A = 2a_1(0, A),$$

c'est-à-dire

$$(5) \qquad 2a_{1,1}(0) = 1, \qquad a_{n,1}(0) = 0.$$

Ces équations permettent de déterminer les a_p, B et K_1, à l'approximation démandée près, en tenant compte de (6).

(1) *J. Math. pures et appl.*, 13, 1934, p. 217-291, (Thèse).
(2) A. Daubert, *Sur le calcul approché d'une houle de gravité*, (sous presse).
(3) F. Biesel, *La Houille Blanche*, 5, 1951, fasc. 3, p. 414-416.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur les équations approchées du clapotis parfait monochromatique*. Note de M. **Gabriel Chabert d'Hieres**, présentée par M. Henri Villat.

On étudie des ondes de gravité stationnaires à la surface d'un liquide parfait contenu dans un canal à bords verticaux plans et parallèles, de profondeur moyenne constante (ou infinie) en négligeant les phénomènes de capillarité, et les variations de pression à la surface libre, variations dues à la présence d'un autre fluide (air) surmontant le liquide.

Définition du phénomène étudié. — Nous repérerons le fluide du canal au moyen du système d'axe suivant : Ox, horizontale de la surface libre du liquide au repos; Oy, verticale descendante.

Nous nommons « clapotis parfait » une solution des équations de l'hydrodynamique des liquides parfaits, satisfaisant aux conditions de fond et de surface libre, où les déplacements seront des fonctions périodiques du temps t et de x, et dont les composantes horizontales seront nulles identiquement pour une valeur a de x.

Cette définition soulève les difficultés suivantes : à notre connaissance, l'existence du clapotis parfait n'est pas démontrée; nous ne pourrons dès lors affirmer que le processus d'approximation, que nous utiliserons, converge. En second lieu, il se peut, *a priori*, qu'il existe des solutions des équations de l'hydrodynamique qui entraînent des variations périodiques du domaine occupé par le fluide et qui ne remplissent pas toutes les conditions imposées à la solution.

Ainsi, pour nous, le clapotis parfait n'est plus défini comme résultant de la superposition de deux houles égales et se propageant en sens contraire; il nous semble que cette manière de faire offre bien des avantages.

Notations. — On opère dans le système des variables de Lagrange utilisé par M. R. Miche (1). x et y seront les coordonnées de la particule fluide qui était au repos en x_0, y_0. Nous démontrons que sur la solution trouvée on

peut faire des transformations sur les variables de repos sans modifier la solution. Ces transformations sont simplement astreintes à faire partie du groupe (G), défini par les propriétés suivantes : elles doivent satisfaire l'équation de continuité, conserver la surface libre et le fond de la bande représentant le liquide au repos. Elles permettent de simplifier considérablement l'écriture de la solution que nous nous sommes proposé de former.

Nous appellerons : g, l'accélération de la pesanteur, h, la profondeur du liquide, T, la période; λ, la longueur d'onde; A, l'amplitude, définie en s'inspirant des conventions adoptées dans [2]. Pour T et A donnés λ est une inconnue à déterminer. On pose $\nu = (2\pi/T)$ et $\mu = (2\pi/\lambda)$.

Procédé d'étude. — On est alors conduit à chercher la solution sous la forme du développement en série suivant :

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} x &= x_0 + \sum_{m=1}^{\infty} A^m \left\{ \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \alpha_{m,o,p}(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [\alpha_{m,n,p}(y_0)\cos n\nu t + \beta_{m,n,p}(y_0)\sin n\nu t] \right\} \sin p\mu x_0 \right\}, \\ y &= y_0 + \sum_{m=1}^{\infty} A^m \left\{ \gamma_{m,o,o}(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [\gamma_{m,n,o}(y_0)\cos n\nu t + \delta_{m,n,o}(y_0)\sin n\nu t] \right. \\ &\quad + \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \gamma_{m,o,p}(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [\gamma_{m,n,p}(y_0)\cos n\nu t + \delta_{m,n,p}(y_0)\sin n\nu t] \right\} \cos p\mu x_0 \\ &\quad \left. + \sum_{p=1}^{\infty} \left\{ \eta_{m,o,p}(y_0) + \sum_{n=1}^{\infty} [\eta_{m,n,p}(y_0)\cos n\nu t + \varepsilon_{m,n,p}(y_0)\sin n\nu t] \right\} \sin p\mu x_0 \right\}, \end{aligned}\right.$$

avec

$$(2)\qquad \mu = \mu_0 + A\mu'_0 + \ldots + \frac{A^2}{2}\mu''_0 + \ldots + \frac{A^m}{m!}\mu_0^{(n)} + \ldots,$$

la solution peut s'écrire sous une forme plus générale :

$$(3)\qquad \left\{\begin{aligned} x &= x_0 + AX_1(x_0, y_0, t) + \ldots + A^m X_m(x_0, y_0, t) + \ldots, \\ y &= y_0 + AY_1(x_0, y_0, t) + \ldots + A^m Y_m(x_0, y_0, t) + \ldots. \end{aligned}\right.$$

Les inconnues de (1) et (2) vérifient les équations ci-après :

Premier ordre :

$$\frac{\partial^3 Y_1}{\partial t^2\,\partial x_0} - \frac{\partial^3 X_1}{\partial t^2\,\partial y_0} = 0; \qquad \frac{\partial X_1}{\partial x_0} + \frac{\partial Y_1}{\partial y_0} = 0;$$

$$\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2} - g\left.\frac{\partial Y_1}{\partial x_0}\right|_{y_0=0} = 0; \qquad Y_1|_{y_0=h} = 0.$$

Deuxième ordre :

$$\frac{\partial^3 Y_2}{\partial t^2\,\partial x_0} - \frac{\partial^3 X_2}{\partial t^2\,\partial y_0} = -\frac{D\left(\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2}, X_1\right)}{D(x_0, y_0)} - \frac{D\left(\frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2}, Y_1\right)}{D(x_0, y_0)};$$

$$\frac{\partial X_2}{\partial x_0} + \frac{\partial Y_2}{\partial y_0} = -\frac{D(X_1, Y_1)}{D(x_0, y_0)};$$

$$\frac{\partial^2 X_2}{\partial t^2} - g\left.\frac{\partial Y_2}{\partial x_0}\right|_{y_0=0} = -\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2}\frac{\partial X_1}{\partial x_0} - \left.\frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2}\frac{\partial Y_1}{\partial x_0}\right|_{y_0=0}; \qquad Y_2|_{y_0=h} = 0.$$

Troisième ordre :

$$\frac{\partial^3 Y_3}{\partial t^2\,\partial x_0}-\frac{\partial^3 X_3}{\partial t^2\,\partial y_0}=-\frac{D\left(\frac{\partial^2 X_2}{\partial t^2}, X_1\right)}{D(x_0, y_0)}-\frac{D\left(\frac{\partial^2 Y_2}{\partial t^2}, Y_1\right)}{D(x_0, y_0)}-\frac{D\left(\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2}, X_2\right)}{D(x_0, y_0)}-\frac{D\left(\frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2}, Y_2\right)}{D(x_0, y_0)},$$

$$\frac{\partial X_3}{\partial x_0}+\frac{\partial Y_3}{\partial y_0}=-\frac{D(X_2, Y_1)}{D(x_0, y_0)}-\frac{D(X_1, Y_2)}{D(x_0, y_0)};$$

$$\frac{\partial^2 X_3}{\partial t^2}-g\frac{\partial Y_3}{\partial x_0}\Big|_{y_0=0}=-\frac{\partial^2 X_1}{\partial t^2}\frac{\partial X_2}{\partial x_0}-\frac{\partial^2 X_2}{\partial t^2}\frac{\partial X_1}{\partial x_0}-\frac{\partial^2 Y_1}{\partial t^2}\frac{\partial Y_2}{\partial x_0}-\frac{\partial^2 Y_2}{\partial t^2}\frac{\partial Y_1}{\partial x_0}\Big|_{y_0=0};$$

$$Y_3\,|_{y_0=h}=0.$$

Les opérations n'ont été poussées que jusqu'au troisième ordre, l'intérêt des ordres supérieurs ne semblant pas justifier la longueur des calculs qu'ils entraînent. Mais la méthode de calcul reste identique à chacun des ordres d'approximation. Pour déterminer les différentes fonctions inconnues α, β, γ, δ, ε, η, on porte les valeurs de X_m et Y_m dans les équations de l'ordre m et l'on identifie par rapport à t et x_0. Les équations d'identification permettront de calculer toutes les inconnues du problème.

(1) *Ann. Ponts et Chaussées*, 114, 1944, p. 25-61.

(2) J. Kravtchenko et A. Daubert, *Houille Blanche*, 12, 1957 (sous presse).

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Conditions aux limites discontinues dans le cas d'écoulements en fluide visqueux.* Note de M. **Ernest A. Eichelbrenner**, présentée par M. Maurice Roy.

La solution numérique de l'équation de la couche limite, simplifiée sous la forme $uu_x = u_{yy}$ habituellement utilisée dans l'étude des problèmes de mélange, est abordée ici par la méthode des différences finies, dans le cas particulier où les conditions aux limites sont discontinues. Le procédé converge vers une solution unique, physiquement acceptable.

1. Dans un article sur les solutions faibles d'équations hyperboliques non linéaires (1), Peter D. Lax propose une méthode de calcul, utilisant les différences finies, qu'il applique au cas des conditions aux limites discontinues.

Il trouve, notamment, que les solutions faibles de certaines équations du premier ordre (« lois de conservation ») deviennent uniques quand on les considère comme limites de solutions faibles d'équations du deuxième ordre. Dans le cas d'un exemple très simplifié, il a pu démontrer que la solution calculée à l'aide des différences finies coïncide avec la solution-limite ainsi obtenue. Mais, également dans d'autres cas assez simples, le calcul numérique, effectué à l'aide de différences finies, conduit à la solution-limite correspondante, bien que la démonstration n'en soit pas encore possible.

D'autre part, il semble que soit en très bonne voie l'extension au domaine des équations non linéaires des théorèmes connus (2) d'existence et de conver-

gence des solutions (ordinaires) obtenues à l'aide des différences finies à partir d'équations linéaires du second ordre [*cf.* par exemple ([3])].

Il paraît donc raisonnable d'appliquer la méthode des différences finies au traitement des solutions d'équations non linéaires du deuxième ordre du type des « lois de conservation » avec conditions aux limites discontinues et de devancer ainsi la théorie non encore mise au point.

2. Un tel calcul est d'une application particulièrement facile dans le cas de l'équation

$$uu_x = u_{yy},$$

modèle simplifié de l'équation du mouvement dans le système de Prandtl relatif à la couche-limite, équation qui se rencontre dans les problèmes de mélange.

Comme il est démontré en (4), l'équation — après introduction de $v = 1 - u$ comme nouvelle inconnue — peut être résolue algébriquement par une détermination itérative de v à l'aide d'un calcul pas-à-pas de l'équation aux différences finies

$$\frac{v_N(x+\Delta x, y) - v(x, y)}{\Delta x} = v(x, y)\frac{v_{N-1}(x+\Delta x, y) - v(x-\Delta x, y)}{2\Delta x} + \frac{v(x, y+\Delta y) + v(x, y-\Delta y) - 2v(x, y)}{\Delta y^2}$$

équivalente à celle de départ, avec $\Delta x/\Delta y^2 = \text{const.}$ pour le calcul de la $N^{\text{ième}}$ itération. Ceci est vrai, au moins, dans le cas de conditions aux limites analytiques qui conduisent à des solutions sous forme de fonctions ordinaires. On peut par exemple prescrire :

— comme conditions aux limites :

$$u_p = u_{(y=0)} \equiv 0, \qquad u_e = u_{(y \gg 1)} \equiv 1\,;$$

— comme condition initiale :

$$u_{(x=x_0)} = a_1 y + a_4 y^4 + a^7 y^7,$$

où a_1, a_4, a_7 sont choisis de façon que

$$u(x_0, 1) = 1, \qquad \left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)_{(y=1)} = \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right)_{(y=1)} = 0.$$

3. Dans le cas d'une équation du type parabolique, comme celle qui est considérée ici, la valeur constante de $\Delta x/\Delta y^2$ peut être quelconque, le triangle de détermination ayant la largeur nulle. En effet, les calculs effectués en ([4]), convergent pour une valeur arbitraire de $\Delta x/\Delta y^2$.

Si l'on admet cependant des conditions aux limites discontinues, ce qui nécessite d'envisager l'existence de solutions faibles, non uniques, du problème, la convergence du procédé peut dépendre de la valeur de $\Delta x/\Delta y^2$.

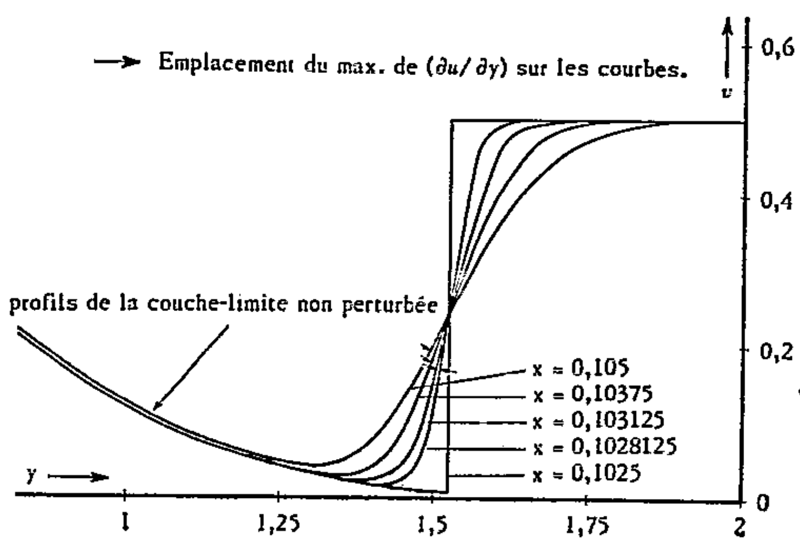
En effet, le calcul numérique a montré que cette convergence n'est assurée que pour $\Delta x/\Delta y^2 \leqq 0,25$. En revanche, on trouve alors toujours la même solution, rendue unique par l'application du calcul aux différences finies. La raison en est, sans doute, analogue à celle signalée par Peter D. Lax pour les équations du premier ordre :

Le système des équations de Prandtl s'obtient comme limite, physiquement non réalisable, du système correspondant des équations de Navier-Stokes, dont un terme du deuxième ordre disparaît lors de ce passage à la limite ($\mathcal{R} \to \infty$). Le moyen correct d'établir la solution physique du système de Prandtl dans le cas de conditions aux limites discontinues (où l'on n'a plus le droit de permuter les passages aux limites) serait donc de faire tendre $\mathcal{R} \to \infty$ dans la solution du système de Navier-Stokes; c'est vers cette solution que paraît converger la méthode des différences finies.

4. Dans le cas du modèle simplifié, $uu_x = u_{yy}$, deux conditions aux limites discontinues ont été étudiées :

1° Simulation d'un « jet de soufflage » à la « paroi » ($y = 0$) d'une « couche limite » ($0 \leqq u < 1$) déjà développée : la condition $u_p \equiv 0$ sera remplacée à partir d'un x_{00} donné, par $u \equiv 0,5$ pour $y < 0$.

2° Simulation d'un « choc » à l'« extérieur » de la couche limite ($y > y_e$) en remplaçant la condition $u_e \equiv 1$, à partir d'un $x^\star_{00}$ donné, par $u_e \equiv 0,5$; y_e est la valeur de y, pour laquelle $u \sim 1$ à l'exactitude du calcul près.



« Profils de vitesse » en aval d'un « choc »

5. Le calcul de $v = 1 - u$ à l'aide des différences finies a été continué, à travers ces discontinuités, comme avant leur apparition, c'est-à-dire par l'emploi de la même équation algébrique en v, que dans le cas des conditions aux limites habituelles (*voir* ci-dessus).

Pour $\Delta x / \Delta y^2 \leqq 0,25$ et Δy suffisamment petit (dans les calculs numériques on avait choisi $\Delta y = 0,10$ et $0,05$ avec $\Delta x / \Delta y^2 = 0,125$; $0,0625$ et $0,03125$), le procédé converge encore après le passage des discontinuités et conduit à des familles de « profils de vitesse » ayant x comme paramètre. Quelques courbes

de la famille correspondant au deuxième cas sont données dans la figure; on avait pris x_0 et $x^{\star}_{00} = 0,1025$.

Dans les deux cas, les profils montrent une dissymétrie par rapport aux profils discontinus correspondant à x_{00} ou $x^{\star}_{00}$; dans le deuxième cas ils accusent un maximum du gradient $\partial u/\partial y$ qui se déplace, pour x croissant, vers « l'intérieur de la couche limite » tout en diminuant rapidement d'intensité; cette trace de la discontinuité de l'écoulement extérieur n'est cependant pas assez caractérisée pour que l'on puisse parler d'une continuation du choc à l'intérieur de la couche limite. Ceci n'a rien d'étonnant : il est connu que les simplifications de Prandtl sont incompatibles avec les conditions de choc.

Par contre, la « zone de mélange » dans le premier cas, et l' « épaississement » assez brutal de la « couche limite » sous l'action de la discontinuité dans le deuxième cas sont assez bien mis en évidence par le modèle.

6. Le calcul du modèle réduit de l'équation de Prandtl a donc fourni un certain nombre de résultats qui méritent d'être retenus :

— la convergence d'un procédé permettant de poursuivre le calcul aux différences finies au-delà d'une discontinuité dans les conditions aux limites, même dans le cas d'équations non linéaires du second ordre;

— la possibilité d'étudier certains effets d'une telle discontinuité au domaine soumis au calcul;

— l'épaississement du domaine étudié sous l'action même de la discontinuité appliquée à ses limites.

(1) *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 7, 1954, p. 159-193.
(2) R. COURANT, K. FRIEDRICHS et H. LEWY, *Math. Ann.*, 100, 1928, p. 32.
(3) J. SCHRÖDER, *Z. A. M. M.*, 36, Heft 9/10, 1956.
(4) E. A. EICHELBRENNER, *O. N. E. R. A.*, publ. n° 83, 1956.

GÉODÉSIE. — *Sur la détermination du géoïde par des mesures gravimétriques sur la surface topographique.* Note (*) de M. JEAN-JACQUES LEVALLOIS, présentée par M. Pierre Tardi.

S'inspirant des idées de M. Molodensky, on propose une équation intégrodifférentielle, intégrable sur la surface topographique de la terre, permettant théoriquement de déduire la forme du cogéoïde des valeurs observées de la pesanteur comparées avec les valeurs théoriques de celle-ci sur un modèle de référence quelconque.

Le professeur Molodensky (1) a montré récemment que l'on pouvait déterminer un quasi-géoïde, très voisin du géoïde vrai, par considération du champ newtonien d'un potentiel de simple couche étalée sur la surface topographique, dont la densité est donnée par la résolution d'une équation intégrale. Cette méthode résout également le problème du champ extérieur.

Nous nous proposons de montrer que l'on peut obtenir la forme du géoïde — ou d'une surface très voisine — par la résolution d'une équation intégro-différentielle. Cette méthode toutefois ne résout pas le problème du champ extérieur, elle est donc moins générale que celle du Professeur Molodensky.

Désignons par W_M le potentiel terrestre au point courant M de la surface topographique, par W_0 le potentiel au niveau de la mer, par U_0 le potentiel sur la surface de référence (en général l'ellipsoïde). Soient par ailleurs h l'altitude du point M, g_M la pesanteur observée, γ_0 la pesanteur théorique au point correspondant sur l'ellipsoïde ou sur la surface de niveau de référence, N la distance entre cette référence et le géoïde sur la verticale de M.

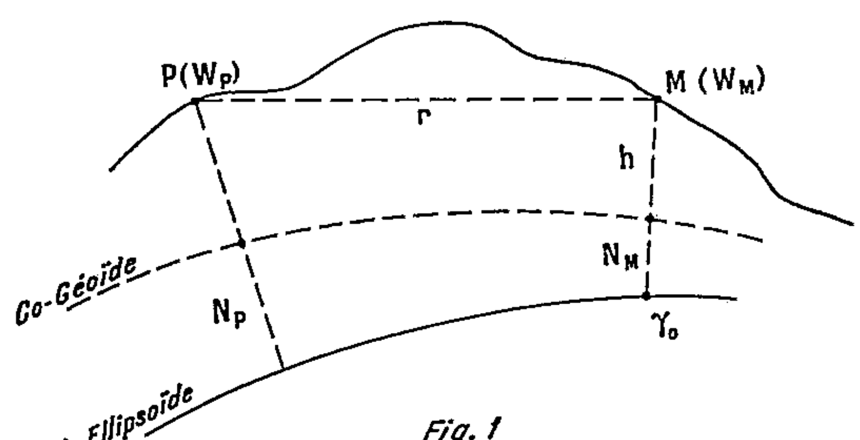


Fig. 1

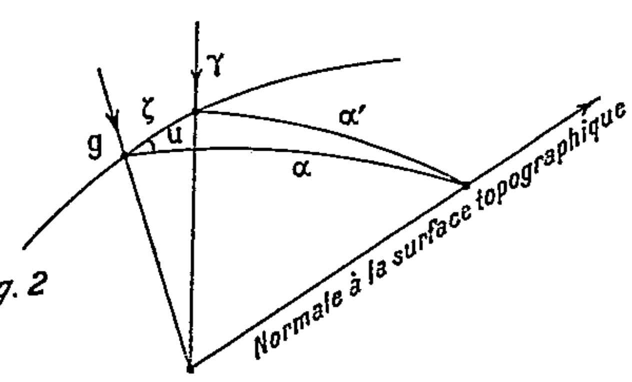


Fig. 2

Considérons en un point P le potentiel perturbateur $(W_P - U_P)$, différence du potentiel vrai du corps terrestre et du potentiel en ce point du modèle de référence choisi.

On peut écrire avec le professeur Molodensky

$$\Delta W = W_P - U_P = W_0 - \int g\,dh - [U_0 - \gamma_m h - \gamma_0 N]$$

γ_m désignant la valeur moyenne de γ le long de la verticale de P, et l'on peut également se définir l'altitude de P par l'équation

$$\int g\,dh = \gamma_m h.$$

Il vient alors : $\Delta W = W_0 - U_0 + \gamma_0 N$.

C'est-à-dire à une constante près $N_P = \Delta W/\gamma_0$. En d'autres termes, cette définition de l'altitude définit un cogéoïde, comme lieu des points situés à la distance $(-h)$ de la surface topographique. Il est évident que ce cogéoïde est très voisin du géoïde vrai et que, à l'extérieur des continents, il coïncide avec la surface des océans, à laquelle il se raccorde tangentiellement.

On peut d'autre part écrire séparément (formule de Green en un point de la surface).

$$W_P = \frac{1}{2\pi}\int_S \left[W\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} - \frac{1}{r}\frac{\partial W}{\partial n} \right] dS$$

en désignant par r la distance du point P à l'élément M de surface dS.

De même

$$U_P = \frac{1}{2\pi}\int_S \left[U\,\frac{\partial\left(\frac{1}{r}\right)}{\partial n} - \frac{1}{r}\,\frac{\partial U}{\partial n} \right] dS.$$

On aura donc après soustraction

$$\Delta W = W_P - U_P = \frac{1}{2\pi}\int_S \left[(W_M - U_M)\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} - \frac{1}{r}\left(\frac{\partial W}{\partial n} - \frac{\partial U}{\partial n}\right)_M \right] dS.$$

Soient α et α' les angles des directions de la pesanteur vraie, g, et de la pesanteur théorique γ avec la normale à la surface topographique.

On a

$$\frac{\partial W}{\partial n} = -g_M \cos\alpha, \qquad \frac{\partial U}{\partial n} = -\gamma_M \cos\alpha.$$

D'où en divisant par γ_0 et remontant à la définition de N_P,

$$N_P = \frac{1}{2\pi}\int_S \left[N\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} + \frac{1}{r\gamma_0}(g_M \cos\alpha - \gamma_M \cos\alpha') \right] dS.$$

Désignant par ζ l'angle très petit (g_M, γ_M), on peut écrire, en négligeant les termes en ζ^2 :

$$\cos\alpha' = \cos\alpha + \sin\zeta \sin\alpha \cos u.$$

Ce qui donne :

$$N_P = \frac{1}{2\pi}\int \left[N_M\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} + \frac{1}{r\gamma_0}(g_M - \gamma_M)\cos\alpha + \gamma_M \sin\zeta \sin\alpha \cos U) \right] dS.$$

Le calcul de γ_M dépend de la structure du modèle de référence choisi. L'équation ci-dessus est générale quel que soit ce modèle : nous l'appliquerons, pour simplifier, à la réduction à « l'air libre » :

$$\gamma_M = \gamma_0\left[1 - 2\,\frac{h+N}{R}\right].$$

Il vient alors, en posant $\Delta g = g_M - \gamma_0\,(1 - 2h/R)$.

$$N_P = \frac{1}{2\pi\gamma_0}\int_S N_M \left[\frac{\partial \frac{1}{r}}{\partial n} + \frac{2\gamma_0}{Rr}\cos\alpha \right] dS$$
$$+ \frac{1}{2\pi\gamma_0}\int_S \frac{\Delta g_M}{r}\cos\alpha\, dS + \frac{1}{2\pi}\int_S \frac{\sin\zeta \sin\alpha \cos u}{r}\, dS.$$

Dans cette équation le terme ζ, déviation de la verticale, dépend des dérivées de N.

Cette équation peut être résolue par approximations successives ; remarquons que le dernier terme est en général faible ($\sin\alpha \neq 0$) ; on pourra donc calculer

la partie principale de N et de ζ par une première approximation

$$N_0 = \int_S \frac{\Delta g_M}{r} \cos\alpha \, dS,$$

où l'expression ($dS\cos\alpha$) n'est autre que la surface horizontale de l'élément; ce calcul pourra se faire également par une première application de la formule de Stokes. On passera alors aux autres approximations.

Si l'on suppose $\sin\alpha = 0$, $\cos u = 1$, ce qui revient à admettre que la surface d'intégration est une surface de niveau, l'équation ci-dessus se réduit à l'équation de Malkin ([2]), dont celle de Stokes n'est qu'un cas particulier.

(*) Séance du 6 mai 1957.

([1]) *Izvestia Akademii Nauk*, n° 3, (Série géographique et géophysique, 12, 1948) (en langue russe).

([2]) *Ueber die Bestimmung der Figur der Erde : Gerlands Beiträge für Geophysik*, 1935, p. 133 et suiv.

RELATIVITÉ. — *Identités de Bianchi et identités de conservation en théorie unitaire d'Einstein-Schrödinger*. Note de Mlle **Stamatia Mavrides**, présentée par M. Louis de Broglie.

On déduit directement les identités de conservation en théorie unitaire d'Einstein de la généralisation (pour une variété à connexion affine quelconque) des identités de Bianchi.

En Relativité générale, le tenseur d'Einstein

$$S_{\alpha\beta} = G_{\alpha\beta} - \frac{1}{2} g_{\alpha\beta} G, \tag{1}$$

où $G_{\alpha\beta}$ est le tenseur de Ricci, vérifie les identités de conservation

$$\nabla_\rho S_\mu{}^\rho \equiv 0. \tag{2}$$

Ces identités découlent immédiatement de la forme même du tenseur de Ricci quand la connexion affine est solution des équations

$$\nabla_\rho g^{\mu\nu} = 0. \tag{3}$$

Si l'on considère maintenant une variété dont la connexion affine $L^\rho_{\mu\nu}$ est solution de

$$g^{\underset{+-}{\mu\nu}}{}_{;\rho} \equiv \partial_\rho g^{\mu\nu} + L^\mu_{\sigma\rho} g^{\sigma\nu} + L^\nu_{\rho\sigma} g^{\mu\sigma} = 0, \tag{4}$$

avec

$$L_\mu \equiv L^\rho_{\underset{\vee}{\mu\rho}} = 0, \tag{5}$$

comme en théorie d'Einstein-Schrödinger, on peut établir des équations du

type (2). Pour cela, E. Schrödinger [1] et A. Lichnerowicz [2] ont utilisé la méthode de Weyl basée sur l'emploi d'un principe variationnel.

Nous nous proposons de généraliser le résultat (2) en nous basant uniquement sur une généralisation des identités de Bianchi. E. Cartan a montré [3] que, pour une variété à connexion affine quelconque, on a les identités suivantes :

$$(6)\qquad D_\rho R^\tau{}_{\nu\sigma\mu} + D_\sigma R^\tau{}_{\nu\mu\rho} - D_\mu R^\tau{}_{\nu\sigma\rho} + 2\Gamma^\pi_{\underset{\vee}{\sigma\rho}} R^\tau{}_{\nu\pi\mu} + 2\Gamma^\pi_{\underset{\vee}{\rho\mu}} R^\tau{}_{\nu\pi\sigma} + 2\Gamma^\pi_{\underset{\vee}{\mu\sigma}} R^\tau{}_{\nu\pi\rho} \equiv 0,$$

où $R^\tau{}_{\nu\sigma\mu}$ désigne le tenseur de courbure relatif à une connexion affine quelconque $\Gamma^\rho_{\mu\nu}$ et D_ρ la dérivée covariante $+$ écrite avec cette connexion $\Gamma^\rho_{\mu\nu}$.

En théorie d'Einstein-Schrödinger, l'application du principe variationnel au tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}(\Gamma)$ conduit à un premier groupe d'équations

$$(7)\qquad g^{\mu\nu}{}_{\underset{+-}{}\,;\rho} = -\frac{2}{3}(\delta^\nu_\rho g^{\mu\sigma}\Gamma_\sigma + g^{\mu\nu}\Gamma_\rho).$$

En tenant compte de (7) et après contraction en τ, μ, les identités (6) peuvent s'écrire

$$(8)\qquad D_\rho(g^{\nu\sigma}R_{\nu\sigma}) - D_\sigma(g^{\nu\sigma}R_{\nu\rho}) - D_\mu(g^{\nu\sigma}R^\mu{}_{\nu\sigma\rho}) + 2R^\mu{}_{\nu\pi\sigma}g^{\nu\sigma}\Gamma^\pi_{\underset{\vee}{\rho\mu}} + \frac{2}{3}g^{\nu\sigma}(R_{\nu\sigma}\Gamma_\rho - R^\mu{}_{\nu\sigma\rho}\Gamma_\mu) \equiv 0.$$

Or E. Schrödinger et S. Bose [4], [5] ont montré que les conditions d'intégrabilité des équations (4) étaient

$$(9)\qquad R^\mu{}_{\lambda\sigma\rho}(L)g^{\lambda\nu} + \tilde{R}^\nu{}_{\lambda\sigma\rho}(L)g^{\mu\lambda} = 0 \quad [6],$$

où

$$(10)\qquad L^\rho_{\mu\nu} = \Gamma^\rho_{\mu\nu} + \frac{2}{3}\delta^\rho_\mu\Gamma_\nu \qquad (L_\mu = 0).$$

Les relations (9) donnent par contraction

$$(11)\qquad g^{\lambda\nu}R^\mu{}_{\lambda\nu\rho}(L) = g^{\mu\lambda}R_{\rho\lambda}(L).$$

En passant des dérivées covariantes D_ρ aux dérivées ordinaires ∂_ρ et en désignant par $W_{\mu\nu}$ le tenseur de Ricci $R_{\mu\nu}(L)$ relatif à la connexion $L^\rho_{\mu\nu}$ on obtient

$$(12)\qquad \partial_\mu(\mathfrak{g}^{\mu\nu}W_{\rho\nu} + \mathfrak{g}^{\nu\mu}W_{\nu\rho}) - \mathfrak{g}^{\alpha\beta}\partial_\rho W_{\alpha\beta} \equiv 0.$$

D'autre part, on peut déduire aussi de (9) et (10), par contraction une relation analogue à (11) mais appliquée à la connexion quelconque $\Gamma^\rho_{\mu\nu}$

$$(13)\qquad g^{\lambda\nu}R^\mu{}_{\lambda\nu\rho}(\Gamma) = g^{\mu\lambda}R_{\rho\lambda}(\Gamma).$$

Portant dans (8) et passant des dérivées covariantes D_ρ aux dérivées ordinaires ∂_ρ, il vient

$$(14)\qquad \boxed{\partial_\mu(\mathfrak{g}^{\mu\nu}R_{\rho\nu} + \mathfrak{g}^{\nu\mu}R_{\nu\rho}) - \mathfrak{g}^{\alpha\beta}\partial_\rho R_{\alpha\beta} \equiv 0.}$$

Remarquons qu'il est possible de donner une autre expression aux identités (14); en désignant par ; la dérivée covariante relative à la connexion $L^{\rho}_{\mu\nu}$, on a

$$\boxed{\left[\left(g^{\underset{+}{\mu}\underset{-}{\nu}}R_{\underset{-}{\rho}\underset{-}{\nu}} + g^{\underset{+}{\nu}\underset{-}{\mu}}R_{\underset{+}{\nu}\underset{+}{\rho}}\right) - \delta^{\mu}_{\rho}\, g^{\underset{+}{\alpha}\underset{-}{\beta}}R_{\underset{+}{\alpha}\underset{-}{\beta}}\right]_{;\mu} \equiv 0,} \tag{15}$$

expression qui généralise en théorie unitaire les identités de conservation (2) de la Relativité générale.

(1) *Proc. Roy. Ir. Acad.*, 51 A, 1948, p. 6.
(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1383.
(3) *Ann. Sc. Éc. Norm. Sup.*, 40, 1923.
(4) E. Schrödinger, *Proc. Roy. Ir. Acad.*, 50 A, 1945, p. 223.
(5) S. Bose, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1333.
(6) M. A. Tonnelat, *La théorie du Champ unifié d'Einstein et quelques-uns de ses développements*, Gauthier-Villars, 1955, p. 48.

THERMODYNAMIQUE. — *Sur la représentation des conductibilités thermiques des mélanges gazeux binaires. Application aux mélanges composés d'air et de gaz carbonique.* Note de M. **André Dognin**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Pour représenter les conductibilités thermiques des mélanges de deux gaz, nous utilisons les trois formules suivantes :

1° La formule de A. L. Lindsay et L. A. Bromley (1) :

$$\lambda = \frac{\lambda_1}{1 + A\dfrac{x_2}{x_1}} + \frac{\lambda_2}{1 + B\dfrac{x_1}{x_2}}, \tag{I}$$

où

λ, λ_1, λ_2, sont respectivement les conductibilités du mélange et des deux gaz purs;

x_1, x_2 sont les fractions moléculaires des deux gaz dans le mélange;

A et B sont des coefficients calculables à partir des propriétés des gaz purs.

2° La formule de R. S. Brokaw (2)

$$\lambda = a\lambda_{sm} + (1 - a)\lambda_{rm} \tag{II}$$

avec

$$\lambda_{sm} = x_1\lambda_1 + x_2\lambda_2 \qquad \text{et} \qquad \frac{1}{\lambda_{rm}} = \frac{x_1}{\lambda_1} + \frac{x_2}{\lambda_2}.$$

Dans cette formule a est un coefficient qui varie avec x_1.

3° Une formule quadratique (3) vérifiée dans le cas des mélanges d'air et de gaz carbonique :

$$\lambda = \lambda_1 x_1^2 + \lambda_2 x_2^2 + \lambda_{12} x_1 x_2, \tag{III}$$

où λ_{12} est un coefficient qu'on peut déterminer expérimentalement et dont le

calcul peut se ramener, dans certains cas, à celui de A et B, comme nous allons le voir plus loin.

On peut établir, tout d'abord, que la formule (II) (formule de R. S. Brokaw), peut s'identifier à la formule de Lindsay et Bromley. Pour cela, on écrit les deux formules en ne gardant qu'une seule variable. On montre alors facilement que les deux formules sont identiques à condition que

$$a = \frac{\alpha x + \beta}{\gamma x^2 + \delta x + \varepsilon}, \tag{IV}$$

où α, β, γ, δ, ε sont des coefficients dans lesquels n'interviennent que λ_1, λ_2, A et B; x est la fraction moléculaire de l'un des gaz. Nous voyons que a varie suivant une portion de cubique ($0 \leqq x \leqq 1$).

On peut montrer de la même manière, que la formule de Brokaw peut s'identifier à la formule quadratique (III) à condition de prendre a sur la droite

$$a = \mu x_1 + \nu \tag{V}$$

où μ et ν s'expriment uniquement en fonction de λ_1, λ_2 et λ_{12}.

Nous avons comparé les résultats obtenus à l'aide de ces trois formules et les résultats expérimentaux déjà exposés ([3]) et observés pour des mélanges d'air et de gaz carbonique.

Les trois formules s'appliquent avec une égale approximation (l'erreur maximum est de 1/500e à 40° C).

La courbe qui représente la variation du coefficient a avec la fraction moléculaire de l'un des gaz est très sensiblement une droite : cette droite coïncide avec les courbes (IV) et (V) que l'on peut facilement calculer *a priori* [le segment de la cubique (IV) considéré étant confondu avec une droite]. De toutes façons, dans ce cas particulier, la variation de a avec x est plus faible que ne l'indique R. S. Brokaw ([2]).

De plus on constate que λ_{12}, déterminé expérimentalement, a une valeur telle que les tangentes aux deux extrémités des courbes $\lambda = f(x)$ construites d'après les formules (I) et (III) sont confondues. Ceci permet de calculer λ_{12} à partir de A et B, donc des propriétés des gaz purs. Nous avons fait ce calcul de 0 à 150° C : λ_{12} varie suivant une droite qui a pour équation

$$10^7 \lambda_{12} = 3{,}73\Theta + 888,$$

où Θ est la température du gaz en degrés centigrades et où λ_{12} est exprimé en unités C. G. S.

Dans le cas particulier envisagé ici la formule (III) nous semble donc préférable en raison de sa simplicité.

(1) *Ind. Eng. Chem.*, 42, n° 8, 1950, p. 1508.
(2) *Ind. Eng. Chem.*, 47, n° 11, 1955, p. 2398.
(3) A. DOGNIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 840.

ACOUSTIQUE. — *Sur la transmission d'une onde ultrasonore par un milieu matériel indéfini stratifié.* Note (*) de Mlle **Marie-Louise Gaulard**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Méthode de calcul permettant d'étudier la transmission d'une onde ultrasonore plane, en fonction de la structure d'un milieu indéfini, composé de tranches successives parallèles de deux matériaux différents. L'onde ultrasonore se propage normalement aux différentes tranches.

L'étude de la propagation des ondes ultrasonores dans les milieux à structure granulaire nous a conduit à considérer un milieu matériel indéfini comme étant formé de couches successives de matériaux (1) et (2) de caractéristiques respectives :

$$\rho_1,\quad c_1,\quad l_1,\quad k_1 \qquad \text{avec} \quad k_1 = \alpha_1 + j\beta_1,$$
$$\rho_2,\quad c_2,\quad l_2,\quad k_2 \qquad \text{avec} \quad k_2 = \alpha_2 + j\beta_2.$$

L'ensemble de ces couches est équivalent à un troisième matériau caractérisé par

$$\rho,\quad c,\quad \mathrm{L},\quad \mathrm{K} \qquad \text{avec} \quad \mathrm{K} = \alpha + j\beta.$$

Dans toute cette Note :
ρ désigne la densité ;
c la célérité ;
α le coefficient d'absorption
l l'épaisseur de la couche ;
$\beta = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi \mathrm{N}}{c}$, où N est la fréquence.

Le milieu est parcouru par une onde longitudinale. On indique, aux différents points du milieu, par la lettre A l'amplitude de l'onde incidente et par la lettre B l'amplitude de l'onde réfléchie. Soit

$$\xi = \mathrm{A}\, e^{j\omega t} e^{-kx} + \mathrm{B}\, e^{j\omega t} e^{kx} \qquad \text{l'élongation de cette onde longitudinale,}$$
$$p = \rho c^2 k\, e^{j\omega t} (\mathrm{A}\, e^{-kx} - \mathrm{B}\, e^{kx}) \qquad \text{la pression en un point du milieu.}$$

Comme dans la propagation du courant alternatif dans les lignes où l'on assimile celles-ci à une suite indéfinie de quadripôles identiques, nous considérerons une cellule élémentaire formée par deux couches successives des matériaux (1) et (2). Cette cellule à l'épaisseur $\mathrm{L} = l_1 + l_2$. Le milieu étudié peut être considéré comme une suite indéfinie de telles cellules.

Nous utilisons alors une méthode de calcul analogue à celle employée en Mécanique ondulatoire pour l'étude des barrières de potentiel. Nous écrivons que, lorsqu'il y a propagation d'une onde longitudinale dans le milieu il y a continuité des élongations et des pressions sur chacune des surfaces de séparation. Ceci donne pour une cellule élémentaire les quatre équations suivantes :

— pour $x = l_1$:

$$A_1 e^{-k_1 l_1} + B_1 e^{k_1 l_1} = A_2 e^{-k_2 l_1} + B_2 e^{k_2 l_1},$$
$$\rho_1 c_1^2 k_1 (A_1 e^{-k_1 l_1} - B_1 e^{k_1 l_1}) = \rho_2 c_2^2 k_2 (A_2 e^{-k_2 l_1} - B_2 e^{k_2 l_1});$$

— pour $x = L$:

$$A_2 e^{-k_2 L} + B_2 e^{k_2 L} = e^{-KL}(A_1 + B_1),$$
$$\rho_2 c_2^2 k_2 (A_2 e^{-k_2 L} - B_2 e^{k_2 L}) = e^{-KL} \rho_1 c_1^2 k_1 (A_1 - B_1).$$

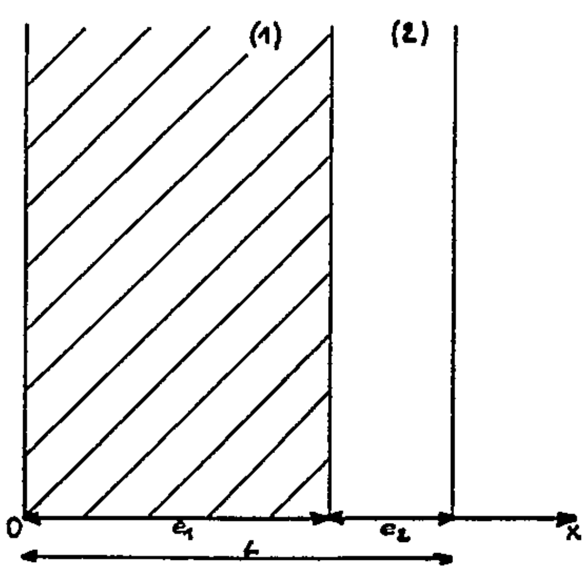
Pour avoir une solution de ces équations telle que A_1, A_2, B_1, B_2, soient différents de o, il faut que le déterminant des coefficients des inconnues soient nul. Ce qui nous donne la condition

$$\operatorname{ch} KL = (a + jb) \{ \operatorname{ch}(k_1 l_1 + k_2 l_2) - \operatorname{ch}(k_1 l_1 - k_2 l_2) \} + \frac{1}{2} \{ \operatorname{ch}(k_1 l_1 + k_2 l_2) + \operatorname{ch}(k_1 l_1 - k_2 l_2) \},$$

en posant

$$a = (\alpha_1 \alpha_2 + \beta_1 \beta_2) \frac{\{ \rho_1^2 c_1^4 (\alpha_1^2 + \beta_1^2) + \rho_2^2 c_2^4 (\alpha_2^2 + \beta_2^2) \}}{4 \rho_1 c_1^2 \rho_2 c_2^2 (\alpha_1^2 + \beta_1^2)(\alpha_2^2 + \beta_2^2)},$$
$$b = (\beta_1 \alpha_2 - \alpha_1 \beta_2) \frac{\{ \rho_1^2 c_1^4 (\alpha_1^2 + \beta_1^2) - \rho_2^2 c_2^4 (\alpha_2^2 + \beta_2^2) \}}{4 \rho_1 c_1^2 \rho_2 c_2^2 (\alpha_1^2 + \beta_1^2)(\alpha_2^2 + \beta_2^2)}.$$

Ceci nous permet de connaître α et β en fonction de la structure du milieu.



Application. — On fait $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$; l_2 est petit devant l_1 ; et nous étudions la propagation d'une onde ultrasonore de fréquence N en fonction de l'épaisseur l_1 du matériau ([1]). Dans ce cas particulier,

$$a = \frac{\rho_1^2 c_1^4 \beta_1^2 + \rho_2^2 c_2^4 \beta_2^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \qquad (b = 0),$$

$$\operatorname{ch} KL = \operatorname{ch}(\alpha + j\beta L) = \operatorname{ch} \alpha L \cos \beta L + j \operatorname{sh} \alpha L \sin \beta L$$
$$= \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 + \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) = \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 - \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2).$$

Si $\alpha = 0$, c'est-à-dire s'il y a propagation sans absorption, on aura

$$\cos \beta L = \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 + \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2) - \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 - \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2)$$

qui doit remplir la condition $-1 \leq \cos \beta L \leq +1$.

Nous résolvons graphiquement ces inégalités en construisant les trois courbes

$$y_1 = \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 + \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 + \beta_2 l_2),$$

$$y_2 = 1 + \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 - \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho_1 c_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2),$$

$$y_3 = -1 + \frac{(\rho_1 c_1^2 \beta_1 - \rho_2 c_2^2 \beta_2)^2}{4 \rho c_1{}_1^2 \beta_1 \rho_2 c_2^2 \beta_2} \cos(\beta_1 l_1 - \beta_2 l_2).$$

qui doivent satisfaire à la condition $y_3 \leqq y_1 \leqq y_2$.

Nous trouvons alors une bande interdite pour $l_1 = n(\lambda/2)$ $(n = 1, 2 \ldots)$.

Ce résultat théorique est confirmé par les travaux expérimentaux de MM. P. Bastien, J. Bleton et E. de Kerverseau (1) sur la transmission des ondes ultrasonores par différents échantillons d'acier ou de cuivre. Ces auteurs notent l'importance de la grosseur du grain du métal dans la transmission et signalent une non-perméabilité du métal aux ultrasons chaque fois que la grosseur du grain est de l'ordre de grandeur de la demi-longueur d'onde. De notre côté des travaux sont en cours sur la transmission des ondes ultrasonores dans des milieux complexes : agglomérés de sable et de ciment, lames parallèles d'aluminium dans l'eau.

(*) Séance du 1er avril 1957.

(1) *Revue de Métallurgie*, 46, 1949, p. 277; 47, 1950, p. 421.

OPTIQUE. — *Sur les coefficients de réflexion des lames minces lacunaires.* Note de MM. **Pierre Dumontet**, **Marcel Perrot** et **Jean Tortosa**, présentée par M. Gustave Ribaud.

On sait que les lames très minces d'argent déposées sur un support transparent sont lacunaires. Nous avons déjà admis qu'en première approximation tout se passe comme si chaque centimètre carré de support était couvert d'une couche métallique continue d'épaisseur e, de densité d_M (lame compacte) et de surface τ telle que $\tau = e'/e$ ($e' = m/d_M$, « épaisseur équivalente » de la lame; m, masse de métal par centimètre carré; d_M, densité du métal massif) (1).

Si la lame reçoit, sous incidence normale, une onde plane, monochromatique, d'amplitude unité, l'amplitude $\mathcal{A}$ de l'onde réfléchie côté support est alors

$$\mathcal{A} = \sqrt{\mathcal{R}}\, e^{i\varphi} = \tau[\mathcal{A}_c - A_0] + A_0 \tag{1}$$

($\mathcal{A}_c = A e^{i\varphi}$, amplitude de l'onde réfléchie par une lame compacte d'épaisseur e; $\mathcal{R}$, facteur de réflexion côté support; φ, variation de phase quand on passe de la réflexion métallique à la réflexion vitreuse; $A_0 = \sqrt{\mathcal{R}_0}$, $\mathcal{R}_0$, facteur de réflexion du support nu).

Remarquons cependant que chaque îlot métallique dont les dimensions latérales sont toujours très petites devant la longueur d'onde incidente se comporte comme une particule diffusante.

En supposant qu'on a affaire à des îlots plans, d'épaisseur plus petite que les dimensions parallèles au support, et en appliquant les lois de la diffraction, on peut montrer que la formule (1) constitue une bonne approximation pour le calcul des coefficients de réflexion et des phases de l'onde réfléchie par la lame.

La relation (1) montre que la courbe Γ représentant l'amplitude $\mathcal{A}$ dans le plan complexe, se déduit de la courbe Γ_c représentant $\mathcal{A}_c$ par une homothétie de centre M ($OM = A_0$) et de rapport variable avec l'épaisseur $MN/MN_c = e'/e = \tau$ (*fig.* 1).

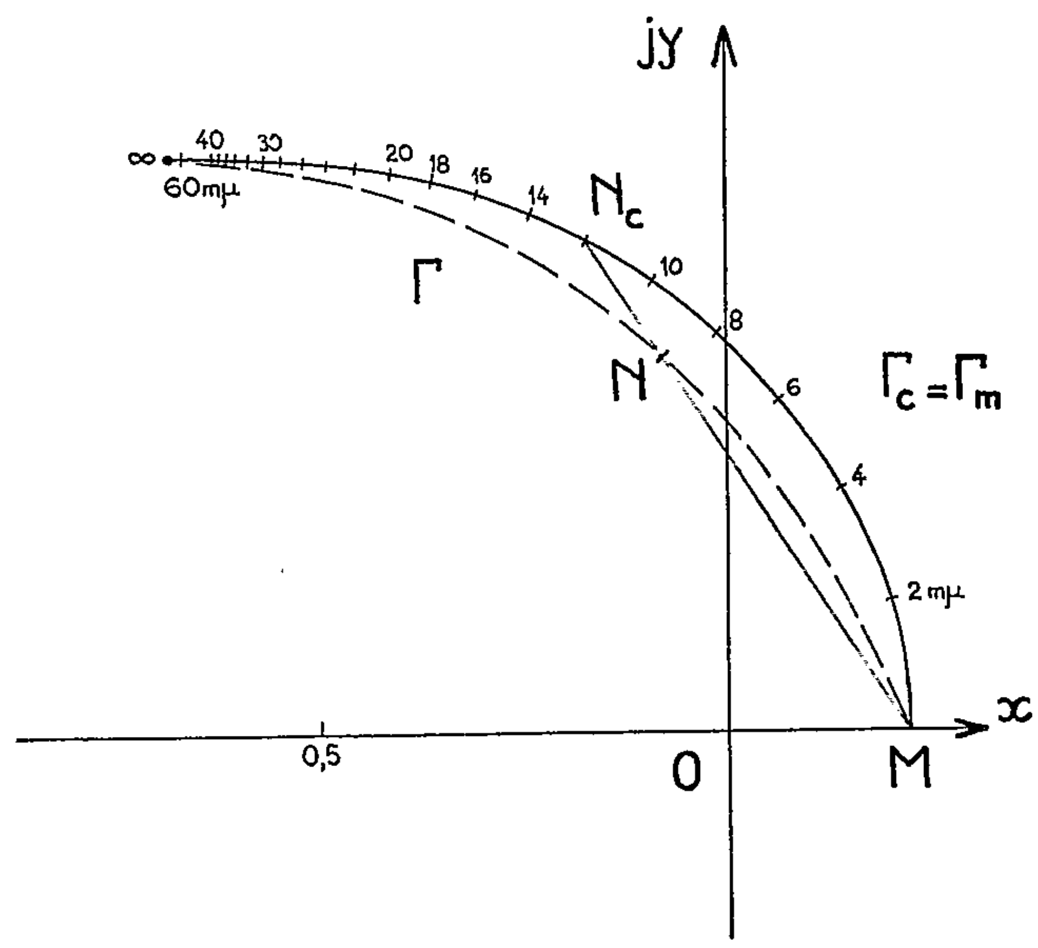


Fig. 1.

S'il était possible de réaliser des lames compactes jusqu'aux plus faibles épaisseurs, et si les constantes optiques de ces lames restaient égales à celles du métal massif, quelle que soit l'épaisseur, l'amplitude $\mathcal{A}_c$ serait représentée par la courbe Γ_m (la figure 1 donne Γ_m dans le cas de l'argent déposé sur quartz pour $\lambda = 5\,870$ Å).

On pourrait cependant admettre *a priori* (2) qu'en raison de la diminution du libre parcours moyen des électrons avec l'épaisseur, les constantes optiques d'une telle lame devraient varier avec l'épaisseur et tendre vers celles du métal massif lorsque l'épaisseur croît.

En se plaçant dans le cadre de la théorie de Sommerfeld, et en tenant compte des chocs des électrons sur les parois de la lame, l'un de nous (3) a montré que si la conductibilité électrique des lames compactes était fortement perturbée par rapport à celle du métal massif, lorsque l'épaisseur est inférieure

au libre parcours moyen des électrons, il n'en est pas de même pour les coefficients de réflexion de l'onde électromagnétique dans le spectre visible, et dans le cas de métaux tels que Ag, Au, Al.

On trouve alors que l'amplitude complexe $\mathcal{A}_c$ est, avec une très bonne approximation et quelle que soit l'épaisseur de la lame, la même que celle que l'on obtiendrait en partant de la théorie classique. Il s'ensuit que la courbe Γ_c doit se confondre avec la courbe Γ_m.

Il est cependant nécessaire de remarquer que le calcul précédent ne saurait s'appliquer aux lames continues qui ne seraient formées seulement que de quelques couches atomiques.

Cette condition étant remplie, le calcul s'applique encore dans le cas où la lame est lacunaire, et en particulier, lorsque les îlots métalliques ont des épaisseurs nettement plus petites que leurs dimensions parallèles à la lame. On peut donc dire que si ces îlots sont constitués par du métal pur de densité d_M, ils possèdent jusqu'à de très faibles épaisseurs les constantes optiques du métal massif.

Le fait que les lames d'argent soient lacunaires ne justifie alors en aucun cas que les variations φ des phases à la réflexion soient des retards si elles sont toujours des avances pour la lame « compacte ».

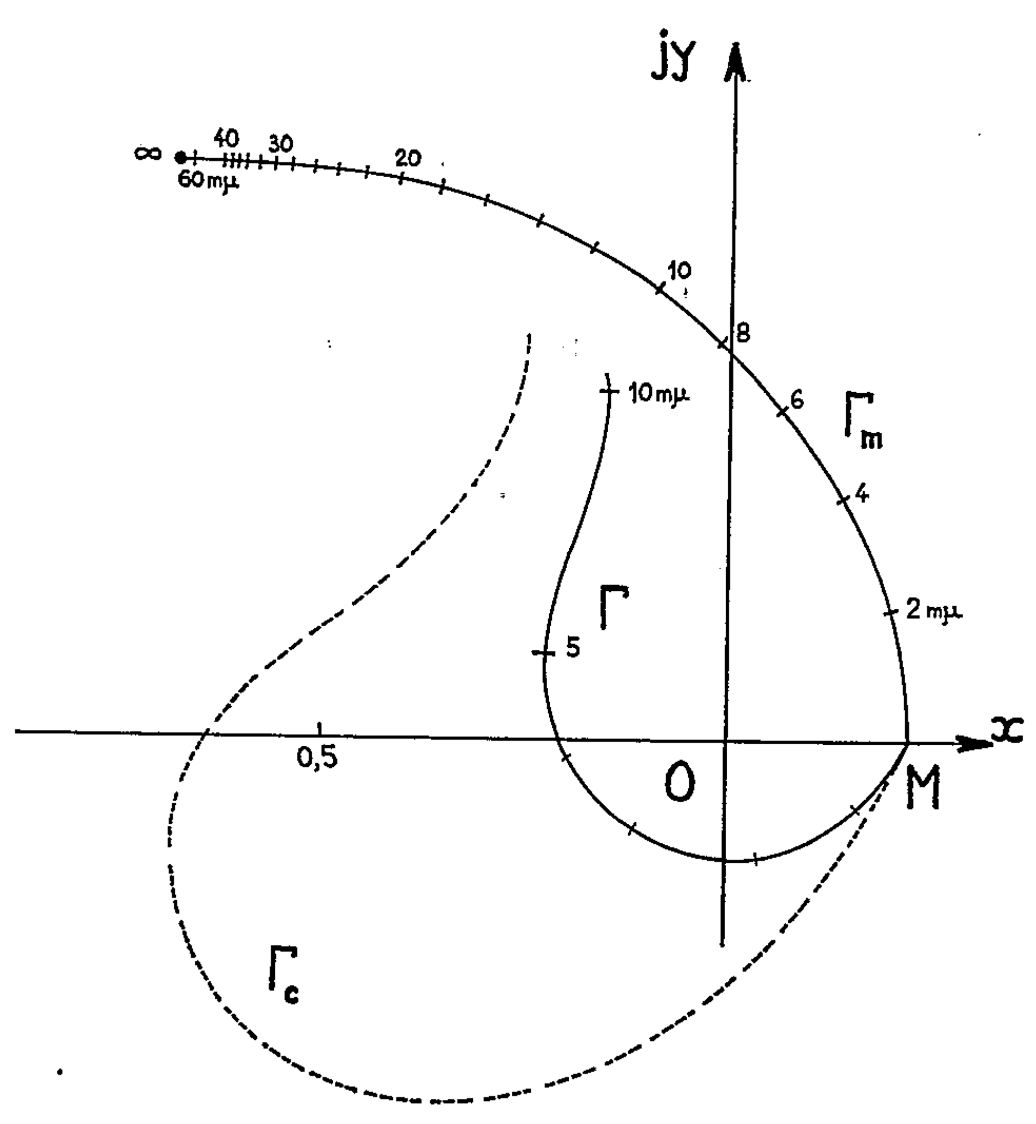


Fig. 2.

Les mesures de $\mathcal{A}$ effectuées dans l'air par divers auteurs, montrent que la courbe expérimentale Γ se rapproche de Γ_m pour les plus fortes épaisseurs,

mais que pour des « épaisseurs équivalentes » inférieures à 100 Å, elles s'en distinguent fortement. Les variations de phase φ pour $\lambda = 5780$ Å, passent notamment par des retards très importants dans ce domaine d'épaisseur. Si on suppose alors que ces lames d'argent sont constituées de métal pur de densité d_M, on est obligé d'admettre que la courbe Γ_c s'écarte encore plus de Γ_m que la courbe Γ. Ceci est contraire aux déductions précédentes. (On a indiqué sur la figure 2 la courbe Γ_m et l'allure des courbes expérimentales Γ et Γ_c pour $\lambda = 5780$ Å.)

On peut tenter de chercher une explication de ces anomalies observées aux faibles épaisseurs, dans les deux directions suivantes :

1° toutes les dimensions d'un îlot sont du même ordre de grandeur;

2° il existe à la surface de support, un « complexe » provenant d'une interaction entre le métal, le support, les gaz qui y sont occlus et l'atmosphère extérieure.

Dans la première hypothèse un calcul complet devra tenir compte de la forme des îlots. Ce calcul est à faire, à notre connaissance.

Si l'on admet la deuxième hypothèse, on comprend très bièn que l'on puisse interpréter les retards de phase importants aux faibles épaisseurs. Cette hypothèse a déjà été utilisée pour essayer d'expliquer le mécanisme du passage du courant dans les lames granulaires [4].

Pour réduire au maximum la formation de ce « complexe » il est absolument indispensable de préparer les lames et d'effectuer les mesures sous les meilleurs vides possibles, les supports ayant été soigneusement dégazés.

Des expériencees récentes [5] ont déjà mis en évidence le rôle important de l'action de l'air sur les facteurs de réflexion; des manipulations en cours effectuées sous vide, sur des supports dégazés ioniquement, à partir d'argent spectroscopiquement pur, doivent contribuer à interpréter les anomalies signalées pour les variations de phase.

(1) M. Perrot et J.-P. David, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 194.
(2) M. Perrot, J.-P. David, G. Peri, J. Robert et J. Tortosa, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 367.
(3) P. Dumontet, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2234.
(4) N. Nifontoff, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 1870.
(5) M. Perrot et J. Tortosa, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1347.

SPECTROSCOPIE. — *Sur la structure de quelques hydroxydes naturels du type* XOOH *: diaspore, manganite, goethite, lépidocrocite.* Note de Mme **Christiane Cabannes-Ott**, transmise par M. Jean Cabannes.

Étude par spectrographie infrarouge entre 600 et 5 000 cm^{-1} du diaspore, AlOOH, de la manganite MnOOH, de la goethite et de la lépidocrocite FeOOH, à l'état de poudre, et d'une lamelle de diaspore en lumière naturelle et polarisée. On est amené à supposer deux types de liaison O—H···O correspondant à des distances O—O différentes dans le diaspore, de même que dans la manganite.

Nous avons enregistré, entre 600 et 5 000 cm^{-1}, les spectres infrarouges de quelques hydroxydes naturels : diaspore AlOOH, manganite MnOOH, goethite et lépidocrocite FeOOH, à l'état de poudre, à l'aide de spectrographes Perkin-Elmer, modèle 21, équipés l'un d'un prisme de fluorure de calcium (1700-5 000 cm^{-1}), l'autre d'un prisme de chlorure de sodium (600-2 200 cm^{-1}). Le tableau ci-dessous donne les nombres d'onde, en cm^{-1}, des bandes d'absorption observées.

Diaspore......	∼720 (FL)	960 (F)	1070 (F)	1985 (m)	2115 (m)	∼2340 (E)
						∼2925 (TF, L)
Manganite.....		1080 (F)	1110 (m)	2040 (mL)		2625 (mL)
		1145 (F)				
Goethite.......		797 (m)	890 (m)			3095 (F)
Lépidocrocite...		789 (F)	887 (F)			3125 (F)
						3390 (E)

TF, très forte; F, forte; m, moyenne; L, large; E, épaulement.

Les bandes observées dans la région 780-1150 cm^{-1} correspondent vraisemblablement à la vibration de déformation δ_{OH}. L'absorption du domaine 2 600-3 500 cm^{-1} est attribuable à la vibration de valence ν_{OH} de groupements OH associés. Quelques-uns de ces maxima ont du reste déjà été mentionnés par divers auteurs. Mais, en plus de ces deux régions d'absorption, on observe deux bandes nettes à 1985 et 2115 cm^{-1} dans le cas du diaspore, et une large, à 2040 cm^{-1} pour la manganite.

Étude du diaspore. — Deux hypothèses se présentent pour l'attribution de la double bande de 1985-2115 cm^{-1} :

a. On peut penser au premier harmonique de la vibration de déformation. Cette conclusion semble assez peu probable car la fréquence serait un peu trop élevée et l'intensité trop forte.

b. Cette bande d'absorption pourrait plutôt être due à la vibration de valence de groupements OH fortement associés par liaison hydrogène, d'un type différent de ceux donnant lieu à la bande de 2 925 cm^{-1}.

Données structurales connues. — La structure cristalline du diaspore a été étudiée, au moyen des rayons X, par différents auteurs, et en particulier par F. J. Ewing [1] et W. Hoppe [2]. Le diaspore est orthorhombique, la maille unité groupe 4 AlOOH, il est formé d'octaèdres d'oxygènes, au centre desquels se présentent les atomes d'aluminium. Ces octaèdres sont déformés de façon que les arêtes communes aient une longueur de 2,5 Å (ou 2,48 suivant l'auteur), les dimensions des autres arêtes étant 2,76 à 2,84 Å. Les distances O—O, entre les octaèdres n'ayant pas d'arête commune, sont plus grandes, sauf une égale à 2,71 Å d'après Ewing, à 2,6 Å d'après Hoppe, cette distance ne pouvant s'expliquer, d'après ces auteurs, que par la présence d'une liaison hydrogène. Nous savons que la

position des atomes d'hydrogène ne peut pas être obtenue directement des données de l'étude aux rayons X.

Relation entre ν_{OH} *et la distance* O—H···O. — Divers auteurs ont mis en évidence une relation entre l'éloignement des oxygènes dans une liaison O—H—O, et la fréquence de la vibration de valence ν_{OH}. En particulier, K. Nakamoto (3) a tracé une courbe donnant ν_{OH} en fonction de la distance O—O, s'étendant à des écarts O—H--O de 2,44 à 3,36 Å. En nous reportant à cette courbe, nous trouvons pour $\nu'_{OH} = 2\,925$ cm^{-1}, O—O = 2,68 Å, et pour $\nu''_{OH} = 1985$ et 2115 cm^{-}, O—O = 2,48 et 2,51 Å.

Observation d'une lame de diaspore en lumière naturelle et polarisée. — Nous avons pu obtenir une lame de diaspore d'une épaisseur de l'ordre de 0,30 mm dans le plan 001. D'après les données des rayons X, les arêtes communes des octaèdres et les lignes de 2,7 Å, joignant les oxygènes d'octaèdres n'ayant pas d'arête commune, doivent être, au moins approximativement dans ce plan. En lumière naturelle, les bandes δ_{OH} de 960-1070 cm^{-1} n'apparaissent pas, alors que nous observons celles de 2 925 et 1985-2115 cm^{-1}. En lumière polarisée, pour deux positions à 90°, la vibration étant parallèle successivement à chacune des lignes neutres, nous observons la bande de 2 925 cm^{-1}. La double-bande de 1985-2115 cm^{-1} apparaît nettement lorsque la vibration polarisée est parallèle à 010, et disparaît pratiquement pour la direction perpendiculaire.

Discussion. — La double-bande de 1985-2115 cm^{-1} ne peut donc être due à la fréquence harmonique de la vibration de déformation, cette dernière n'apparaissant pas dans l'étude de la lame de diaspore, et ayant par conséquent une variation de moment électrique perpendiculaire au plan de la lame. La confrontation de ces résultats nous conduit donc à l'attribution vraisemblable, de l'absorption de 1985-2115 cm^{-1}, à la vibration de valence de groupements OH fortement associés, placés le long des arêtes communes des octaèdres, c'est-à-dire pour une distance O—O de 2,50 Å. La bande est double, probablement par suite d'un couplage dans la maille. La bande de 2925 cm^{-1} reste attribuable aux vibrations de valence des groupes OH dirigés suivant les lignes joignant les oxygènes d'octaèdres non communs, distants de 2,7 Å environ.

Remarque. — La bande de 2 925 cm^{-1} est plus intense et plus large que celle de 1985-2115 cm^{-1}. Nous ne parlerons pas pour le moment de l'absorption de 720 cm^{-1} qui doit se rattacher à un groupe de bandes de fréquences plus faibles.

Manganite. — Le spectre infrarouge observé pour la manganite est assez comparable à celui du diaspore. En plus de la bande de 2 625 cm^{-1}, on en remarque une autre à 2 040 cm^{-1}. Elles sont assez semblables comme contour et comme intensité. En se rapportant à la courbe de

K. Nakamoto [3], on trouve des distances O—O de 2,62 Å pour 2 625 cm^{-1} et 2,49 Å pour 2 040 cm^{-1}.

Dans la littérature, la manganite est décrite comme un cristal orthorhombique, contenant deux molécules MnOOH par maille. D'après M. J. Buerger [4], ce produit serait en réalité monoclinique, et chaque maille renfermerait 8 MnOOH. Au moyen des rayons X, cet auteur a étudié en détail la structure de la manganite, formée d'octaèdres d'oxygènes déformés, la distance minimum de deux atomes d'oxygène entre les octaèdres étant 2,65 Å, et la longueur des arêtes communes 2,47 Å.

L'accord, entre les distances O—O, données par Buerger, et celles qu'on déduit de la position des bandes d'absorption observées, est satisfaisant, surtout si l'on remarque que les bandes sont larges et difficiles à pointer.

Nous n'avons pas pu obtenir une lame mince de manganite et avons dû nous limiter à l'étude du minéral en poudre, mais, étant donné la similitude entre ce produit et le diaspore, nous pensons pouvoir attribuer la bande de 2 040 cm^{-1} à la vibration de valence de groupements OH placés le long des arêtes communes des octaèdres, la bande de 2 625 cm^{-1} étant due aux groupes OH dirigés entre les octaèdres.

Remarques. — *a.* Nous avons vérifié chimiquement que les silicates et phosphates, pouvant se rencontrer comme impuretés, sont présents en quantité négligeable.

b. Pour respecter la composition stœchiométrique, il faudra naturellement considérer une alternance entre les deux types de liaison O—H—O, pour le diaspore comme pour la manganite.

GOETHITE ET LÉPIDOCROCITE. — Nous n'observons qu'une bande pour ν_{OH}, respectivement à 3 095 et 3 125 cm^{-1}, correspondant, d'après la courbe de K. Nakamoto [3], à des distances de 2,71 et 2,72 Å. Les liaisons hydrogène doivent se présenter entre les atomes d'oxygène d'octaèdres non communs, en accord avec les hypothèses émises au cours des études faites à l'aide des rayons X [2], [5]. Nous n'avons pas mis en évidence d'autre type de liaison O—H—O pour ces minéraux.

CONCLUSION. — Ces résultats laissent subsister certaines difficultés, en particulier l'alternance entre les deux types de position des hydrogènes. Les hypothèses émises, au cours des études par rayons X, sur la localisation des hydrogènes, permettaient de mieux expliquer la distance anormale des oxygènes entre octaèdres non communs. Cependant l'interprétation donnée ici semble plus en accord avec les données actuelles des spectres infrarouges.

(1) *J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 203.
(2) *Z. Krist.*, 103, 1940, p. 73-89.

(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 77, 1955, p. 6480.
(4) *Z. Krist.*, 95, 1936, p. 163-174.
(5) F. J. Ewing, *J. Chem. Phys.*, 3, 1935, p. 420.

SPECTROSCOPIE HERTZIENNE. — *Sur les transformations du paradichlorobenzène à basse température*. Note (*) de M. **Maurice Buyle-Bodin**, transmise par M. Louis Néel.

Le refroidissement d'un monocristal, pris sous la forme monoclinique α, fait apparaître deux formes au retour à 15° C : une forme « non refroidie » (I), si la température est restée supérieure à — 120° C et une forme « refroidie » (II) si la température a atteint — 196° C. Dans des conditions convenables il peut apparaître une forme allotropique différente : forme γ signalée par ailleurs (1).

On connaît depuis longtemps deux formes allotropiques du paradichlorobenzène : la forme β, triclinique, stable au-dessus de 34° C et la forme α, monoclinique, stable à température ordinaire. Des faits d'expérience sur la résonance quadrupolaire (2) ainsi que les études de ces cristaux par l'effet Raman (3) ou la radiographie X (4) nous ont incité à rechercher une transformation à basse température de la forme α.

1. *A température ordinaire* (15 à 20° C). — Partons d'un monocristal de paradichlorobenzène préparé depuis plusieurs mois et maintenu à la température ambiante. L'étude de la raie de résonance quadrupolaire de ^{35}Cl à cette température fournit une largeur de raie de 1,3 kHz en accord avec les résultats précédents (5). Le calcul du second moment ($\Delta\bar{\omega}^2$) de cette raie préalablement normée donne une valeur de 30.10^6 s^{-2} (à 10 %).

Après un refroidissement lent de ce cristal jusqu'à — 196° C (azote liquide) et un séjour de quelques heures à cette température, il apparaît, après un retour lent à la température ambiante, une raie large et de faible intensité. Cette raie présente une largeur de 2,7 kHz et un second moment compris entre 75.10^6 et 100.10^6 s^{-2} selon le temps de repos à température ambiante (1 à 2 h au maximum).

Le cristal évolue ensuite lentement et tend à reprendre l'état d'origine. Celui-ci est restitué à 70 % environ au bout d'une dizaine de jours. Sur l'enregistrement on distingue la présence simultanée à la même fréquence de deux raies, large et étroite, correspondant à la forme refroidie (II) et à la forme non refroidie (I). A température ordinaire, les aires des courbes d'absorption de ces deux formes sont égales aux erreurs de mesure près : le même nombre de noyaux de chlore entre donc en résonance.

Nos travaux précédents (6) avaient mis en évidence un second moment de 60.10^6 s^{-2}. Or les mesures portaient sur une poudre qui avait subi, sans précautions, divers traitements mécaniques et thermiques.

Sur les formes I et II, on peut faire les remarques suivantes :

— Pour la forme II le second moment mesuré est comparable au second moment calculé en tenant compte de l'influence des protons les plus proches du chlore dans la structure cristalline donnée par Hendricks [7] : 60.10^6 s^{-2} pour les molécules dans un plan (z, x), 80.10^6 s^{-2} au maximum si l'on considère l'influence des molécules des plans voisins.

— Pour la forme I le second moment mesuré est en accord avec celui qu'on calcule en ne tenant compte que des protons situés sur la même molécule que le chlore considéré.

— L'étude du paradichlorobenzène par l'effet Raman [2] montre, sur la forme II comparée à la forme I, l'apparition de nouvelles raies ainsi qu'un abaissement des fréquences inférieures à 50 cm^{-1} lié à une élévation des fréquences supérieures. Ceci ne peut s'expliquer que par l'apparition dans la forme II de liaisons intermoléculaires inexistantes dans la forme I.

En conclusion, notre étude confirme ce point de vue, mais nous permet d'avancer, en outre, que la rupture des liaisons intermoléculaires a pour effet principal de libérer le mouvement du noyau aromatique sous la forme de pivotements de grande amplitude autour de l'axe Cl-Cl, seul mouvement qui ne perturbe pas fondamentalement la résonance quadrupolaire du chlore.

2. *Au cours du refroidissement.* — Considérons d'abord un refroidissement assez rapide, jusque vers — 30° C, suivi d'un refroidissement suffisamment lent pour une observation correcte des signaux de résonance (1°/mn).

Partant d'un échantillon sous la forme I, le refroidissement fait apparaître une structure fine qui manifeste la transformation entre les formes I et II. Cette transformation est réversible tant que la température reste supérieure à — 120° C et la coexistence des deux formes subsiste sur un intervalle d'une quarantaine de degrés. Les raies de résonance relatives aux deux formes sont distantes de leur largeur vers — 80° C.

Si l'échantillon a été refroidi au-delà de — 120° C, le retour à température ambiante ne laisse observer aucune transformation dans la structure ni la largeur de la raie, celle-ci se maintenant à 2,7 kHz.

Un refroidissement extrêmement lent, depuis la température ambiante jusque vers — 50° C, nous a permis d'observer la disparition, à — 25° C de la raie de résonance sur la fréquence voisine de 34,5 MHz, fréquence normale pour les formes I et II ci-dessus considérées. La résonance réapparaît vers 35 MHz : il s'agit d'une nouvelle forme cristalline (γ) déjà obtenue de façon fugitive par C. Dean et Lindstrand [1]. La forme γ se maintient jusqu'à — 196° C et, au cours du réchauffement, disparaît à + 4° C pour donner la forme α (II). La température de transformation, sous pression normale, peut donc être estimée voisine de — 10° C et l'étude de la variation de température de l'échantillon permet d'avancer qu'il s'agit d'une transformation de première espèce, de chaleur latente de

transformation certainement très faible. A — 60° C, la résonance du chlore, pour la forme γ, se produit à 420 kHz au-dessus de la résonance normale, mais les variations de fréquence avec la température (2,3 à 2,4 kHz par degré) sont identiques pour les deux formes. Cependant les largeurs de raie sont très différentes : 4,5 kHz pour la forme γ au lieu de 1,3 ou 2,7 kHz pour la forme α.

La forme α du paradichlorobenzène n'est donc pas stable dans la zone de — 10 à — 80° C. On peut y distinguer principalement deux structures voisines (formes I et II) qui ne différeraient que par l'existence de faibles liaisons intermoléculaires supplémentaires (formes paramorphiques). La possibilité d'un passage sous la forme γ vient accroître encore l'instabilité dans cette zone de température.

Signalons que l'étude de la résonance nucléaire magnétique des protons dans le paradichlorobenzène ([8]) a mis en évidence une anomalie importante, à l'entour de — 80° C, par l'intermédiaire d'une très forte variation de la largeur de la raie de résonance (de 12 Oe à basse température à 0,3 Oe à température ordinaire).

En conclusion, le paradichlorobenzène souvent pris comme type de corps simple dans l'étude des propriétés générales des cristaux moléculaires ne semble pas répondre à ce but à cause de ses transformations enchevêtrées souvent camouflées par leur lenteur.

(*) Séance du 29 avril 1957.

([1]) C. Dean et Lindstrand, *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 1114.
([2]) M. Buyle-Bodin et Dautreppe, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1101.
([3]) A. K. Ray, *Ind. J. Phys.*, 25, 1951, p. 459.
([4]) G. S. R. Krishna Murti et S. N. Sen, *Ind. J. Phys.*, 30, 1956, p. 242.
([5]) T. C. Wang, *Phys. Rev.*, 99, 1955, p. 566.
([6]) M. Buyle-Bodin, *Ann. Phys.*, 10, 1955, p. 533.
([7]) Hendricks, *Z. Kristall*, 84, 1953, p. 85.
([8]) A. Dupont, *Diplôme d'Études supérieures*, Grenoble, 1957.

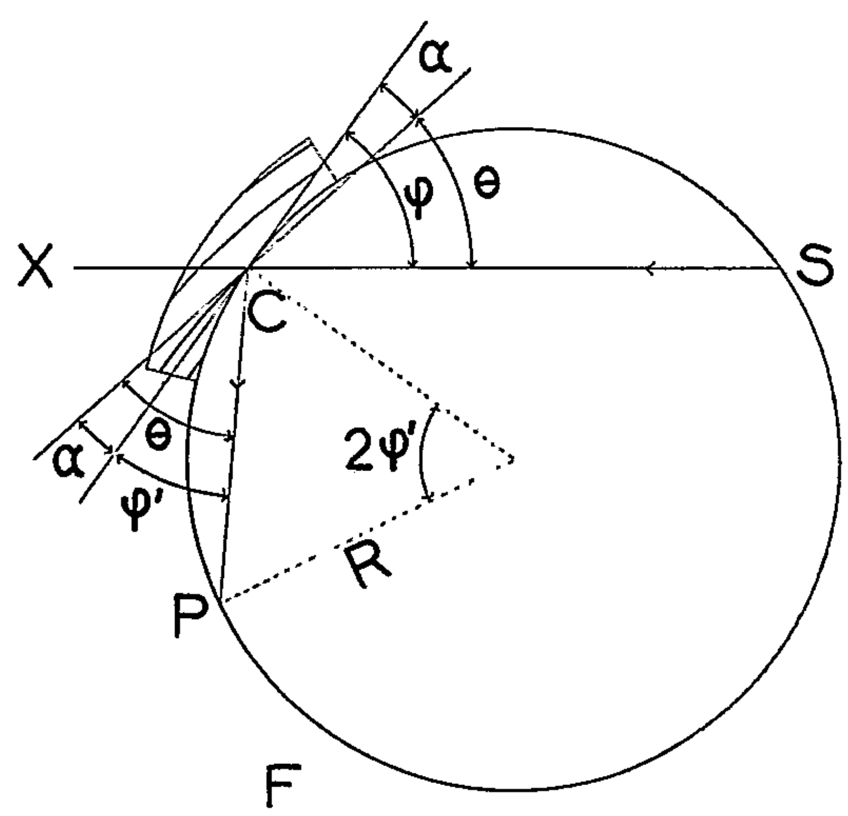
RAYONS X. — *Spectres d'émission X des terres rares*. Note de MM. **Jean Blandin** et **Jean Rose**, présentée par M. Charles Mauguin.

Description d'une méthode de spectrographie d'émission de rayons X appliquée à l'analyse de Sc et des terres rares. Les spectres comportent peu de raies; ils ont été étudiés et obtenus photographiquement. Les raies les plus intenses de Y et des lanthanides sont enregistrées simultanément. Mode opératoire, résultats théoriques et pratiques obtenus. La méthode est plus sensible que la spectrographie d'arc.

Les progrès réalisés pendant ces dernières années dans la technique de séparation des terres rares par échanges d'ions, au Laboratoire des Terres Rares à Bellevue, permettent actuellement la préparation d'oxydes extrê-

mement purs. Pour détecter les très faibles proportions de terres rares voisines à l'état d'impureté, nous avons utilisé une méthode spectrographique d'émission de rayons X par bombardement électronique.

Les spectres ont été obtenus avec un spectrographe à cristal courbé présenté à l'exposition de Physique en 1954, basé sur le principe suivant (*figure*) : le cristal analyseur C se déplace dans une direction Sx de telle



façon que la source S fixe reste constamment sur le cercle de focalisation. Les faisceaux diffractés, quelle que soit leur longueur d'onde, sont focalisés sur le film F. La position des raies dépend de la longueur d'onde λ du faisceau diffracté et de l'intervalle réticulaire des plans réflecteurs; ces plans sont définis par leur orientation respective mesurée par leur inclinaison α sur la face de la lame. La distance SC est repérée par la mesure de l'angle φ. Les faisceaux diffractés sont ainsi parfaitement définis, aussi bien en direction qu'en énergie. Leur ouverture est la même pour tous, quelles que soient leur longueur d'onde et leur direction.

Bien que plusieurs plans réticulaires, ayant comme axe de zone la normale au plan de figure, donnent des faisceaux réfléchis quand la condition de Bragg est réalisée, les diagrammes sont peu chargés en raies car les spectres d'émission X des éléments sont très simples (les plus compliqués ne comportant qu'une dizaine de radiations caractéristiques); il en résulte l'avantage qu'une grande gamme de longueurs d'onde peut être enregistrée dans un faible domaine d'exploration.

Conditions expérimentales. — Le spectrographe est équipé d'une lame de quartz taillée parallèlement au plan (10.1) et orientée pour faire réfléchir seulement les plans (h0.l). Le calcul de l'intervalle réticulaire de chacun de ces plans et leur orientation α a permis de prévoir graphiquement les

diagrammes de chaque terre rare dans un domaine déterminé des valeurs de φ. La position D des raies a été mesurée par rapport à la réflexion du deuxième ordre de la radiation $CuK\alpha_1$ sur le plan (10.1). Les tableaux, où sont relevées les valeurs de D, θ, φ, φ', $(h0.l)$, permettent d'identifier immédiatement une raie du diagramme.

On a surtout envisagé d'une part, les plans dont le pouvoir réflecteur est le plus élevé, en particulier (10.1), (20.3) et (40.3) (pour l'yttrium), d'autre part, les radiations du niveau L et dans le cas de Y, Sc et Cu (pris comme référence) les radiations du niveau K.

Tous les diagrammes prévus ont été obtenus expérimentalement pour les éléments suivants : Sc, Y et la série des lanthanides : (La, Ce, Pr, Nd, Sm, Eu, Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tu, Yb, Lu).

La terre rare à analyser est placée sous forme d'oxyde, en poudre finement pulvérisée à l'intérieur du tube, sur l'anticathode en cuivre, au foyer; elle est fixée par une trace de graisse à vide pure de composition connue; la quantité de poudre utile est de l'ordre de quelques dixièmes de milligramme.

Grâce à un dispositif automatique d'oscillation, les spectres sont limités entre deux valeurs de φ choisies.

On a pu ainsi déceler très facilement et très rapidement la présence de traces de Pr dans Nd, Gd dans Sm, Sm dans Eu, Gd dans Tb, Ho dans Dy, Dy dans Ho, etc. Signalons, en particulier, que des traces de Dy ont été mises en évidence dans un échantillon d'holmium donné comme spectroscopiquement pur. Ces recherches se poursuivent actuellement dans le but de déterminer les seuils de sensibilité de cette méthode et doser les traces d'impuretés. La comparaison avec l'enregistrement par compteur à scintillation est envisagée.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE THÉORIQUE. — *Sur le caractère collectif du premier niveau* O^+ *du noyau* ^{16}O. Note (*) de M. **Jean Touchard**, présentée par M. Louis de Broglie.

On introduit, sous certaines hypothèses, des oscillations de compression-dilatation par la méthode du potentiel contraint pour expliquer le premier état excité O^+ du noyau ^{16}O.

Différentes théories ont été proposées pour rendre compte des niveaux d'énergie du noyau ^{16}O et en particulier de son premier état excité O^+(6,05 MeV).

Le caractère fortement symétrique de ce noyau doublement magique suggère, pour rendre compte de ce niveau O^+ de basse énergie, un mouvement collectif de compression-dilatation.

Le modèle α proposé par D. N. Dennisson [1], dans lequel, pour les niveaux de spin o, les particules α vibrent radialement et en phase autour de positions d'équilibre situées aux sommets d'un tétraèdre régulier, donne un très bon accord avec les résultats expérimentaux en ce qui concerne les spins et les énergies de la plupart des niveaux.

Cependant, comme l'a montré L. Schiff [2], ce modèle, ainsi d'ailleurs qu'un modèle collectif purement hydrodynamique, conduit à une vie moyenne du niveau O^+ (émission de paires) qui est environ 25 fois trop petite.

D'autre part plusieurs tentatives ont été faites à partir du modèle à particules indépendantes [2], [3], [4], [5]. R. A. Ferrel et W. M. Wisher [3] en particulier, qui considèrent des excitations à une particule $1s \to 2s$ et $1p \to 2p$ et tiennent compte de termes de résonance entre les configurations, ont obtenu un accord convenable avec la valeur expérimentale $\Delta = 6{,}05$ MeV pour l'énergie du premier niveau O^+, mais sa vie moyenne calculée est encore environ quatre fois trop faible.

Le but du présent travail est d'introduire les états collectifs de compression-dilatation à partir d'un modèle contraint (« cranking model ») introduit en particulier par Inglis [6], [7]. On suppose que le potentiel central du modèle à particule indépendante varie lentement au cours du temps, introduisant ainsi une variable dynamique supplémentaire qui représente le degré de liberté collectif, ici les vibrations de compression-dilatation. Le potentiel central choisi est un puits d'oscillateur harmonique isotrope

$$V(r, \sigma) = -V_0 + \frac{1}{2}\frac{\hbar^2}{M r_0^4}\sigma^2 r^2 \qquad \text{où} \quad \sigma = \beta^2 r_0^2,$$

$1/\beta$ étant l'extension de la fonction d'onde, et r_0 la portée des forces nucléaires.

Le potentiel $V(\sigma)$ variant lentement au cours du temps, on emploie une méthode d'approximation adiabatique [6], [7]; la fonction d'onde du système est alors, au premier ordre en $\dot\sigma$:

$$\Psi = u_0(\sigma) + i\hbar\dot\sigma \sum_{n \neq 0} u_n(\sigma) \frac{\left\langle n \left| \frac{\partial}{\partial\sigma} \right| 0 \right\rangle}{\hbar\,\omega_{n0}(\sigma)},$$

où les fonctions $u(\sigma)$ représentent les états stationnaires du système à un instant donné. On a alors pour l'énergie

$$\int \Psi^* H \Psi \, dv = E(\sigma) + \frac{1}{2} B(\sigma)\dot\sigma^2$$

avec

$$B(\sigma) = 2\hbar^2 \sum_{n \neq 0} \frac{\left| \left\langle n \left| \frac{\partial}{\partial\sigma} \right| 0 \right\rangle \right|^2}{\hbar\omega_{n0}(\sigma)}.$$

Les éléments de matrice

$$\left\langle n \left| \frac{\partial}{\partial\sigma} \right| 0 \right\rangle = \int u_n^* \frac{\partial u_0}{\partial\sigma} dv$$

n'introduiront dans les coefficients B que des contributions correspondant à des transitions internes à une particule $1s \to 2s$ et $1p \to 2p$.

L'énergie $E(\sigma)$ est calculée (il faut remarquer que ce calcul ne représente qu'une première approximation par rapport à un traitement self-consistant plus complet), à partir du potentiel d'interaction nucléon-nucléon ([6])

$$V_{ij} = -B\{(1-g-g_1)P + gPQ + g_1\} e^{-\left(\frac{r_{ij}}{r_0}\right)^2},$$

et avec les données de Ferrel et Vissher ([3]) pour les coefficients, on trouve $E(\sigma)$ minimum pour $\sigma = \sigma_0 = 1,425$. En supposant que $\sigma - \sigma_0$ reste petit (cette hypothèse peut être justifiée *a posteriori* par le calcul de $\delta\sigma = \sqrt{\langle(\sigma - \sigma_0)^2\rangle}$ et l'on trouve $\delta\sigma = 0,223$ pour le premier état excité O^+, ce qui est satisfaisant) on arrive finalement à l'expression suivante pour l'énergie de ^{16}O :

$$E = E(\sigma_0) + \frac{1}{2}C(\sigma - \sigma_0)^2 + \frac{1}{2}B\dot{\sigma}^2,$$

$$C = C(\sigma_0) = \left(\frac{\partial^2 E}{\partial \sigma^2}\right)_{\sigma_0} = 111,17 \text{ MeV},$$

$E(\sigma_0) = -103$ MeV (valeur expérimentale de l'énergie de liaison, — 125 MeV),

$$B(\sigma_0) = \frac{9Mr_0^2}{\sigma_0^3} = 97,5 \text{ MeV.sec}^2.$$

On obtient alors comme énergie d'excitation pour le premier niveau excité O^+, $\Delta = 22,2$ MeV. Cependant, on peut réduire à environ 10 MeV cette valeur en tenant compte dans le dénominateur $\hbar\omega_{n0}$ de B, des termes de résonance introduits par Ferrel et Vissher ([3]). L'élément de matrice de transition monopolaire s'écrit

$$\Omega = \left\langle i \left| \int \Psi^* \sum_{p=1}^{Z} r_p^2 \Psi \, dv \right| f \right\rangle,$$

soit

$$\Omega = \frac{9\sqrt{2}}{\sigma_0^2}\sqrt{\frac{\Delta}{C}}\, r_0^2.$$

Avec $r_0^2 = 3.10^{-26}\text{cm}^2$, $\Omega_{exp} = 3,8.10^{-26}\text{cm}^2$ et les valeurs calculées ci-dessus pour σ_0 et C, il vient $\Omega_{calc} = 0,47\sqrt{\Delta}\Omega_{exp}$. Pour $\Delta = 6,05$, on obtient alors pour le rapport des vies moyennes

$$\frac{\tau_{calc}}{\tau_{exp}} = 0,76.$$

Ce résultat est assez satisfaisant surtout si l'on tient compte du fait que τ_{exp} connu seulement à 10 % près. Cependant de nombreuses difficultés subsistent, non seulement à cause de la valeur élevée de Δ, mais surtout si l'on désire justifier

a. l'introduction d'un potentiel contraint;

b. l'hypothèse adiabatique (on trouve dans notre cas que les énergies collectives sont du même ordre de grandeur que les énergies de particules).

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 96, 1954, p. 378.
(2) *Phys. Rev.*, 98, 1955, p. 1281.
(3) *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 450.
(4) R. A. Ferrel et W. M. Vissher, *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 475.
(5) P. J. Redmond, *Phys. Rev.*, 101, 1956, p. 751.
(6) D. R. Inglis, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 701.
(7) S. Moskowski, *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1328.

(*Laboratoire Curie*, 11, *rue Pierre-Curie*, *Paris*, 5e.)

NEUTRONIQUE. — *Réactions en chaînes par neutrons rapides dans l'uranium enrichi.* Note de MM. **Marc Feix**, **Paul Nicourd** et Mlle **Simone Valentin**, présentée par M. Francis Perrin.

La connaissance à peu près complète des constantes nucléaires de l'uranium en neutrons rapides permet la détermination du laplacien et de la réactivité en milieu infini. L'équation intégrale donnant ces grandeurs est résolue en stratifiant l'énergie des neutrons en 24 groupes, ce qui ramène le problème au calcul des valeurs propres de matrices.

Il s'agit de déterminer les propriétés des mélanges ^{235}U et ^{238}U en neutrons rapides. Plus explicitement nous nous proposons de calculer le nombre moyen de neutrons par choc, le laplacien et la période en milieu infini. L'équation intégrale qui régit la diffusion s'écrit en supposant l'isotropie des phénomènes élémentaires

$$\psi(E, \vec{r}, t) = \iint \theta(E_0, E)\, D(\vec{r}_0, \vec{r}, E_0)\, \psi\left[E_0, \vec{r}_0, t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_0|}{V(E_0)}\right] dv_0\, dE_0, \tag{1}$$

ψ est la densité de naissance; $\theta(E_0, E)$ est le nombre moyen de neutrons par unité d'énergie issus du choc (1) d'un neutron d'énergie initiale E_0 avec un atome diffuseur. V est la vitesse du neutron $\sqrt{2E/m}$,

$$\theta(E_0, E) = \nu(E_0)\frac{\sigma_f(E_0)}{\sigma(E_0)} S(E) + \frac{\sigma_i(E_0)}{\sigma(E_0)} T(E_0, E) + \frac{\sigma_e(E_0)}{\sigma(E_0)} U(E_0, E) \tag{2}$$

σ, σ_c, σ_e, σ_i, σ_f sont respectivement les sections efficaces totales, de capture, de diffusion élastique, inélastique et de fission; ν le nombre moyen de neutrons par fission; S, T et U sont les spectres de fission, de diffusion inélastique et de diffusion élastique. Bien évidemment $\sigma = \sigma_c + \sigma_e + \sigma_i + \sigma_f$,

$$D(\vec{r}_0, \vec{r}, E_0) = \frac{\Sigma(E_0)\left\{\exp - \Sigma(E_0)|\vec{r} - \vec{r}_0|\right\}}{4\pi|\vec{r} - \vec{r}\,|^2}, \tag{3}$$

Σ est la section efficace macroscopique totale obtenue en multipliant σ par N, le nombre d'atomes par unité de volume. On définit pour des neutrons monocinétiques le nombre moyen de neutrons par choc τ avec $\sigma\tau = \nu\sigma_f + \sigma_e + \sigma_i$. Nous proposons de généraliser cette définition en prenant pour $\langle\tau\rangle$ la valeur propre fondamentale de l'opérateur intégral $\theta(E_0, E)$, c'est-à-dire

$$\langle\tau\rangle\psi(E) = \int \theta(E_0, E)\psi(E_0)\,dE_0. \tag{4}$$

Pour définir le laplacien B^2 et la réactivité en milieu infini γ, nous supposons des variations de $\psi(E, x, t)$ égales respectivement à $\bar{\psi}(E)\{\exp iBx\}$ et $\bar{\psi}(E)\{\exp\gamma t\}$. En portant dans (1), on voit que l'on se ramène à l'équation intégrale

$$\bar{\psi}(E) = \int \bar{\theta}(E_0, E)\bar{\psi}(E_0)\,dE_0 \qquad \text{avec} \qquad \bar{\theta} = \theta\xi_B \qquad \text{et} \qquad \bar{\theta} = \theta\xi_\gamma, \tag{5}$$

$$\xi_B = \frac{\operatorname{arc\,tg}\dfrac{B}{\Sigma(E_0)}}{\dfrac{B}{\Sigma(E_0)}}, \qquad \xi_\gamma = \frac{\Sigma(E_0)}{\Sigma(E_0) + \dfrac{\gamma}{v(E_0)}}. \tag{6}$$

B et γ apparaissent donc comme les valeurs qui amènent la valeur propre fondamentale de $\bar{\theta}$ à valoir 1. Pour chercher les valeurs propres de ces opérateurs intégraux, on divise les énergies en n groupes. Les neutrons du groupe α sont crédités d'une énergie unique E_α. On désigne par ψ_β la valeur $\int_\beta \psi(E)\,dE$; l'intégrale étant prise entre les énergies délimitant β, (4) s'écrit alors

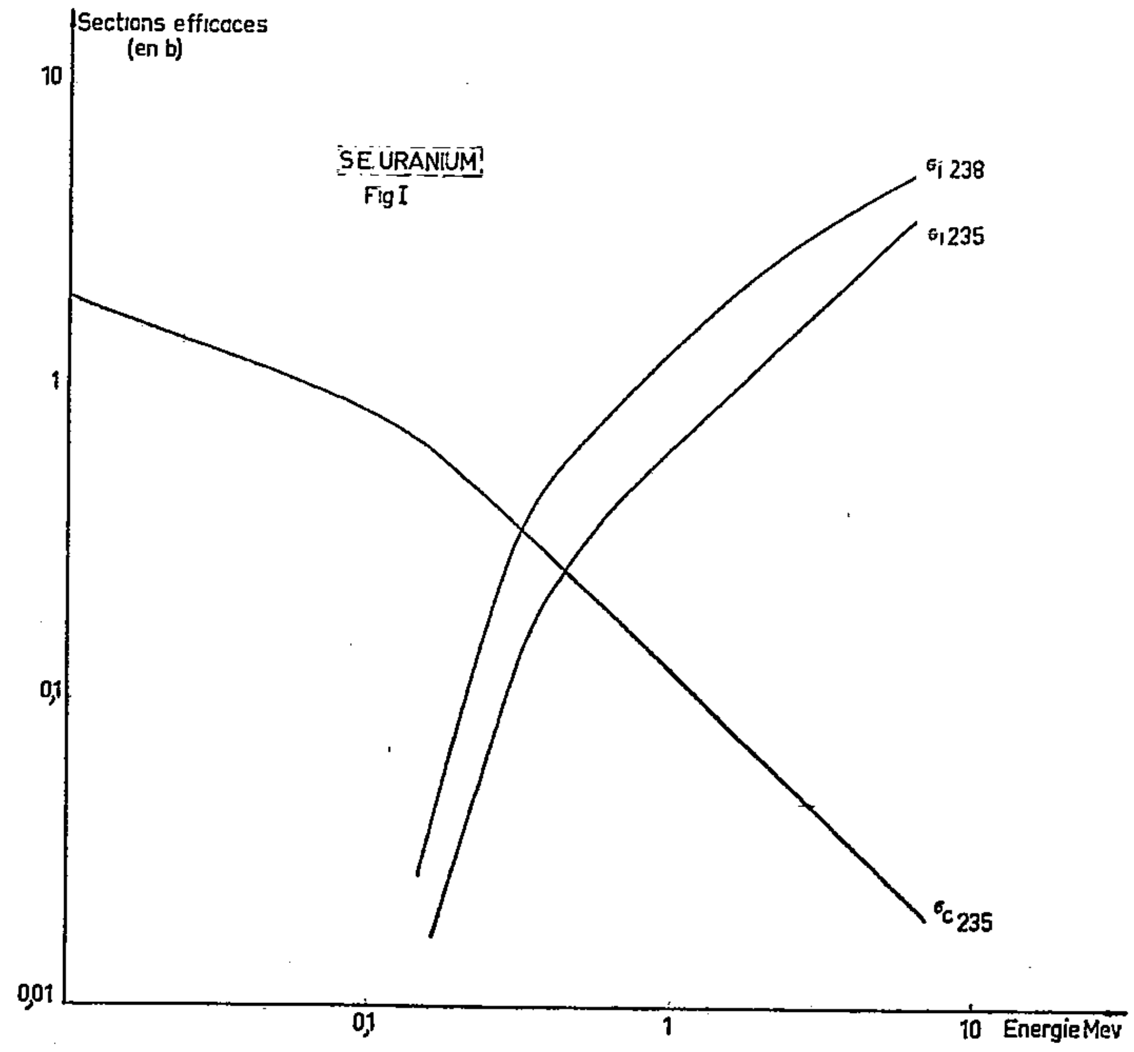
$$\langle\tau\rangle\psi_\beta = \sum_\alpha \theta_{\alpha\beta}\psi_\alpha \qquad \text{avec} \qquad \theta_{\alpha\beta} = \int_\beta \theta(E_\alpha, E)\,dE.$$

On obtient des relations analogues avec les fonctions et $\bar{\psi}$ et $\bar{\theta}$. Pour les noyaux très lourds (U) on suppose que la diffusion élastique ne change pas l'énergie. Nous avons de plus [2]

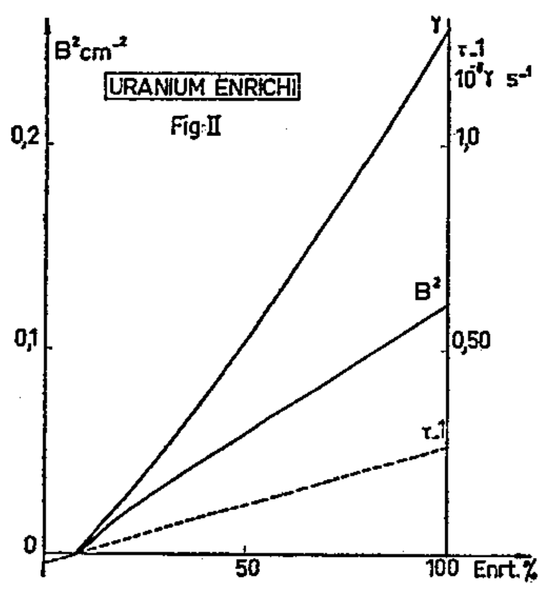
$$T(E_0) = K\sigma_u(E)\,E\,\{\exp 2\sqrt{a(E_0 - E)}\}, \tag{9}$$

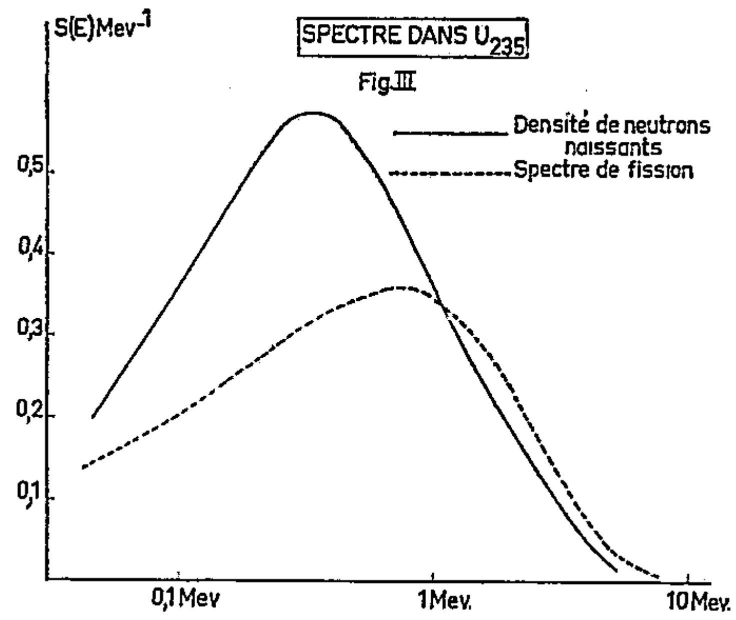
σ_u est la section efficace de formation du noyau composé. Nous avons pris la courbe donnée par [3], K est un coefficient de normalisation $\int_0^{E_0} T(E_0, E)\,dE = 1$ a est pris égal à 13,2 MeV^{-1} [4]. Le spectre de fission est approximé par [4] $S(E) = \sqrt{2/\pi e}\{\exp\text{-}E\}\,\mathrm{sh}\sqrt{2E}$ (E en MeV); les sections efficaces sont données dans [5] exception faite de σ_i pour ^{238}U et de σ_c et σ_i pour ^{235}U. Nous avons adopté pour ces dernières les variations indiquées sur la figure 1. Ces courbes sont obtenues en rassemblant divers documents donnés à Genève en particulier [6]. Quant à σ_e il est calculé par différence $\sigma_e = \sigma - \sigma_c - \sigma_i - \sigma$. La

variation de ν avec l'énergie est prise égale (7) à $\nu = 2,47 + 0,125\,E$ pour ^{235}U et $2,41 + 0,125\,E$ pour ^{238}U (E en MeV). Les groupes sont ainsi choisis :



Enrichissements inférieurs à 40 % : Nous avons 16 groupes; les énergies limites supérieures valant 0,02, 0,05, 0,09, 0,14, 0,20, 0,28, 0,40, 0,54, 0,70, 0,90, 1,20, 1,60, 2,20, 3,00, 4,20, ∞ (MeV); l'énergie de chaque groupe est l'énergie moyenne sauf pour le dernier où elle est arbitrairement





prise égale à 4,60 MeV. Pour les enrichissements supérieurs nous prenons 24 groupes; les limites supérieures valent 0,10, 0,20, 0,25, 0,30, 0,35, 0,40, 0,45, 0,50, 0,55, 0,65, 0,75, 0,90, 1,05, 1,20, 1,40, 1,60, 1,90, 2,20, 2,60, 3,00, 3,50, 4,00, 5,00, ∞ (MeV).

Enr^{t} U_{235} %.	⟨τ⟩.	$10^2 B^2$ (cm^{-2}).	$10^{-8}\gamma$ (s^{-1}).
0	0,9780	–	–
10	1,0079	0,476	0,0253
20	1,0388	2,091	0,1408
30	1,0678	3,441	0,2645
40	1,0949	4,648	0,3931
50	1,1223	5,915	0,5279
60	1,1504	7,161	0,6731
70	1,1783	8,410	0,8180
80	1,2059	9,697	0,9747
90	1,2334	10,956	1,1298
100	1,2606	12,222	1,2873

On procède comme précédemment pour le choix de l'énergie; l'énergie du dernier groupe est 6 MeV. Les résultats obtenus sont les suivants (*fig.* 2).

Nous donnons de plus (*fig.* 3) le spectre en énergie des neutrons naissants pour ^{235}U pur. Le spectre de fission est tracé pour comparaison.

(1) Nous appelons « choc » l'ensemble capture + fission + diffusion (élastique ou inélastique).

(2) *Reactor Hand Book*, 1, p. 81.

(3) *Theoretical Nuclear Physics*, Blatt et Weisskopf, p. 348.

(4) *Reactor Hand Book*, 1, p. 69.

(5) D. J. Hughes et J. A. Harvey, *Neutron Cross Section.*

(6) F. C. Beyer et alii, *Conférence internationale de Genève*, 5, p. 342.

(7) Leachmann, *Physical Review*, 101, 1956, p. 1005-1011.

(*Laboratoire de Mathématiques, Fort de Montrouge.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Propriétés du bromure de polyvinyle en solution.* Note de MM. **Alberto Ciferri**, **Gilbert Weill** et **Mairian Kryszewski**, transmise par M. Gabriel Foëx.

Afin d'obtenir la courbe de distribution d'un bromure de polyvinyle, nous avons mesuré par diffusion de la lumière, la masse moléculaire de 16 fractions du polymère en solution dans le tétrahydrofurane. Sauf pour la fraction 1 dont les solutions présentent une dissymétrie, les mesures à un angle de 90° se sont révélées suffisantes. Une première série de mesures effectuée en lumière verte (raie 5460 Å du Hg) révèle un rapport de dépolarisation ρ anormalement élevé, variant peu avec la concentration et sensiblement proportionnel à l'inverse de la masse moléculaire. Nous avons été amenés à attribuer cet effet à l'existence d'une fluorescence de la solution. Pour éliminer cette dernière, l'utilisation de filtres s'est révélée impraticable; nous avons donc été amenés à effectuer les essais suivants :

1. *Emploi d'un inhibiteur de fluorescence.* — La valeur résiduelle du facteur ρ en présence de nitrobenzène 0,032 M reste trop élevée pour être attribuée à l'anisotropie de la molécule; l'inhibiteur tout en faisant diminuer la fluorescence, ne la fait pas disparaître complètement.

2. *Mesure de l'intensité diffusée en lumière excitatrice rouge.* — Nous avons travaillé avec un dispositif de longueur d'onde équivalente à 6 500 Å, déjà utilisé pour l'étude des solutions d'hémoglobine ([2]). Dans ces conditions, on observe un facteur de dépolarisation nul, à la précision de la méthode, ce qui met simultanément en évidence la disparition de la fluorescence et l'absence de toute anisotropie des molécules en solution.

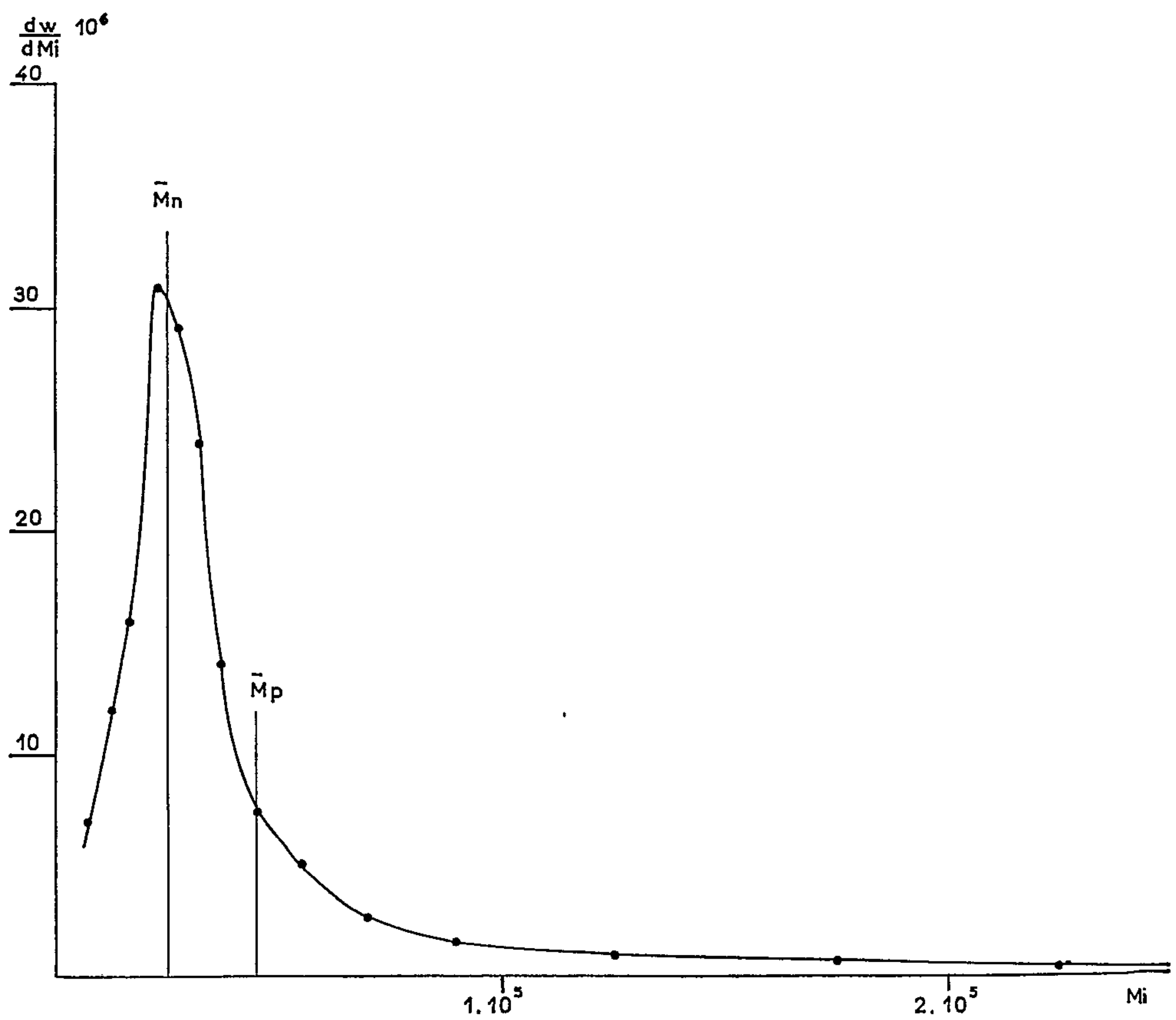
3. *Mesure des composantes polarisées en lumière verte.* — Le procédé précédent étant difficilement généralisable, nous avons essayé de séparer l'effet de l'anisotropie et de la fluorescence par une étude systématique des trois composantes polarisées mesurées expérimentalement. Différents auteurs avaient déjà proposé des formules de correction, mais celles-ci reposaient généralement sur l'hypothèse d'une polarisation de fluorescence p nulle ou en tout cas, connue *a priori* ([3]). Dans le cas où les molécules sont suffisamment petites devant la longueur d'onde et si l'on appelle (après correction du volume en fonction de l'angle et soustraction des quantités correspondantes pour le solvant) V_{ve}, V_{he} et H_{he} les intensités mesurées des composantes polarisées, V_v, V_h et H_h la contribution dans ces dernières de la diffusion Rayleigh et V_{vf}, V_{hf} et H_{hf} la contribution de la fluorescence, on a entre ces composantes et en fonction de l'angle θ entre le faisceau incident et le faisceau diffusé les relations.

$$\begin{aligned}
H_{he}(\theta) &= V_v \cos^2\theta + V_h \sin^2\theta + H_{hf}\\
V_{ve}(\theta) &= \qquad (V_v + V_{vf})\\
H_{ve}(\theta) &= \qquad (H_v + H_{vf}) = (H_v + H_{hf}).
\end{aligned}$$

L'étude de H_{he} en fonction de θ et la mesure de V_{ve} et H_{he} permettent donc de calculer les trois composantes Rayleigh et les trois composantes de fluorescence. Des trois premières on tire la masse moléculaire et l'anisotropie optique Δ^2 de la molécule par application des formules classiques. Des trois dernières on tire la polarisation de fluorescence p en lumière excitatrice polarisée. Le procédé s'est avéré assez précis. Il nous a permis de retrouver pour la fraction 11 la masse 24 500 mesurée en lumière rouge et l'anisotropie optique δ à la précision de l'expérience. Nous avons trouvé pour la fluorescence une polarisation $p=0,20$; cette valeur est remarquablement élevée. On a cependant pu montrer par l'étude comparative de deux fractions, que p ne variait pas avec la masse moléculaire et nous l'avons supposé indépendant de M pour calculer le facteur de correction à appliquer aux intensités mesurées en lumière naturelle verte soit :

$$f = 1 - \frac{\rho(2-p)}{(1+\rho)(1-p)} = \frac{1-1,25\rho}{1+\rho}.$$

Nous avons alors utilisé ces intensités corrigées pour le calcul des masses moléculaires, que nous avons utilisées pour construire la courbe de distribution intégrale par la méthode de Schulz ([4]) et la courbe de distribution différentielle.



Courbe de distribution différentielle.

La masse moléculaire de la fraction 1 était de 270 000, celle de la fraction 16 de 6 000. Nous avons obtenu la masse moyenne en nombre $M_n = 25\,000$ et la masse moyenne en poids $M_w = 45\,000$, en accord satisfaisant avec la valeur de 38 000 obtenue sur le polymère brut par diffusion de la lumière. Le rapport $M_w/M_n = 1,8$ suggère que la polymérisation s'effectue avec deux mécanismes de terminaison : par transfert de chaîne et par recombinaison de radicaux.

Le deuxième coefficient du viriel B varie avec la masse moléculaire suivant une loi :

$$10^{-4}\,B = 1,75 - 0,26 \log M$$

en bon accord avec la théorie de Flory ([5]) et les résultats rassemblés par Isihara ([6]).

c. Mesures de viscosité : Les mesures de viscosité ont été effectuées au viscosimètre capillaire à 20° dans deux solvants : le tétrahydrofurane et la cyclohexanone. Des mesures de viscosité en fonction de la concentration, on a déduit la viscosité intrinsèque $[\eta]$ et le paramètre de Huggins K′ défini par

$$\frac{\eta_{sp}}{c} = [\eta] + [\eta]^2 K' c.$$

On a obtenu la relation de Mark-Houwink liant la viscosité à la masse moléculaire :

dans le tétrahydrofurane : $[\eta] = 1{,}59.10^{-2} M^{0{,}64}$, $K' = 0{,}57$;
dans la cyclohexanone : $[\eta] = 3{,}28.10^{-2} M^{0{,}55}$, $K' = 0{,}64$.

Pour la fraction 1, la seule pour laquelle il a été possible de déterminer un rayon de giration à partir des résultats de diffusion de la lumière, nous avons comparé l'écart entre les extrémités de la chaîne mesurée $(R^2)^{1/2} = 350$ Å à la valeur tirée de l'équation de Flory

$$[\eta] = \frac{\Phi [R^2]^{\frac{3}{2}}}{M}$$

on trouve $(R^2)^{1/2}$ calculé = 370 Å en bon accord avec la valeur mesurée.

Cet ensemble de résultats indique que le bromure de polyvinyle en solution se comporte comme une molécule en pelote, pour laquelle le tétrahydrofurane est un meilleur solvant que la cyclohexanone, et qu'il ne présente pas les effets d'association signalés dans les solutions de chlorure de polyvinyle (7).

(1) *Ann.*, 15, 1835, p. 63.
(2) N. Benhamou et G. Weill, *Biochimica Biophysica Acta* (sous presse).
(3) B. A. Brice, G. C. Nutting et M. Halwer, *J. Amer Chem. Soc.*, 75, 1953, p, 826.
(4) *Z. physik. chem.*, 43, 1939, p. 47.
(5) *Principles of Polymer Chemistry*, Cornell University, 1953.
(6) *J. Chem. Phys.*, 25, 1956, p. 712.
(7) P. M. Doty, S. Singer et H. Wagner, *J. Phys. Chem.*, 51, 1947, p. 32.

RADIOCHIMIE. — *Extraction par solvants du protactinium tétravalent.* Note (*) de MM. **Georges Bouissières** et **Jacques Vernois**, présentée par M. Frédéric Joliot.

De nombreux travaux (1) ont été effectués sur l'extraction par solvants du protactinium pentavalent à partir de ses solutions chlorhydrique ou nitrique, car c'est une des méthodes les plus efficaces pour purifier cet élément. Mais jusqu'ici aucune information n'a été rapportée dans la littérature sur l'extraction du protactinium tétravalent qui cependant présente un intérêt certain.

Pa^{IV} dont l'existence a été établie par M. Haïssinsky et l'un de nous [2], [3] a un comportement en solution aqueuse qui est très similaire de celui de Pa^{V}. Parmi les caractères analytiques connus, l'insolubilité en milieu fluorhydrique de la forme tétravalente est la seule propriété qui différencie nettement Pa^{IV} de Pa^{V}. Au contraire, Pa^{IV} doit comme les autres éléments à l'état tétravalent de la septième période de la classification de Mendeleév avoir un comportement bien différent de celui de Pa^{V} dans l'extraction par solvant. Ce sont ces considérations qui nous ont conduits à étudier l'extraction de Pa^{IV} en solution dans ClH 6 N par la méthylisobutylcétone, le tributylphosphate en solution à 20 % dans le benzène et des solutions benzéniques de thénoyltrifluoracétone (TTA), qui sont d'excellents solvants de Pa^{V}.

Les expériences ont été effectuées à l'échelle des indicateurs sur des solutions de ^{233}Pa. Les réducteurs utilisés sont comme dans les travaux cités ci-dessus, un amalgame de zinc solide ou le chlorure chromeux. Dans toutes les extractions le volume de la phase organique était égal à celui de la phase aqueuse; la durée d'agitation était de 30 mn pour les solutions benzéniques de TTA et de 15 mn pour les autres solvants.

Nous avons constaté que le rendement de l'extraction de ^{233}Pa en solution dans ClH6N par la méthylisobutylcétone ou le tributylphosphate, qui habituellement est supérieur à 80 %, n'est plus que d'environ 20 % lorsque la solution de Pa est restée au contact avec l'amalgame de zinc sous atmosphère d'hydrogène pendant 5 h. Si l'on traite une deuxième fois par le solvant la solution de Pa réduit, l'extraction est pratiquement nulle.

En présence de chlorure chromeux 0,03 M, ^{233}Pa n'est pas extrait d'une solution chlorhydrique 6N par la méthylisobutylcétone ou le tributylphosphate. En outre, si l'on met au contact d'une solution ClH 6N de chlorure chromeux une phase cétonique contenant ^{233}Pa, celui-ci est complètement réextrait dans la phase aqueuse.

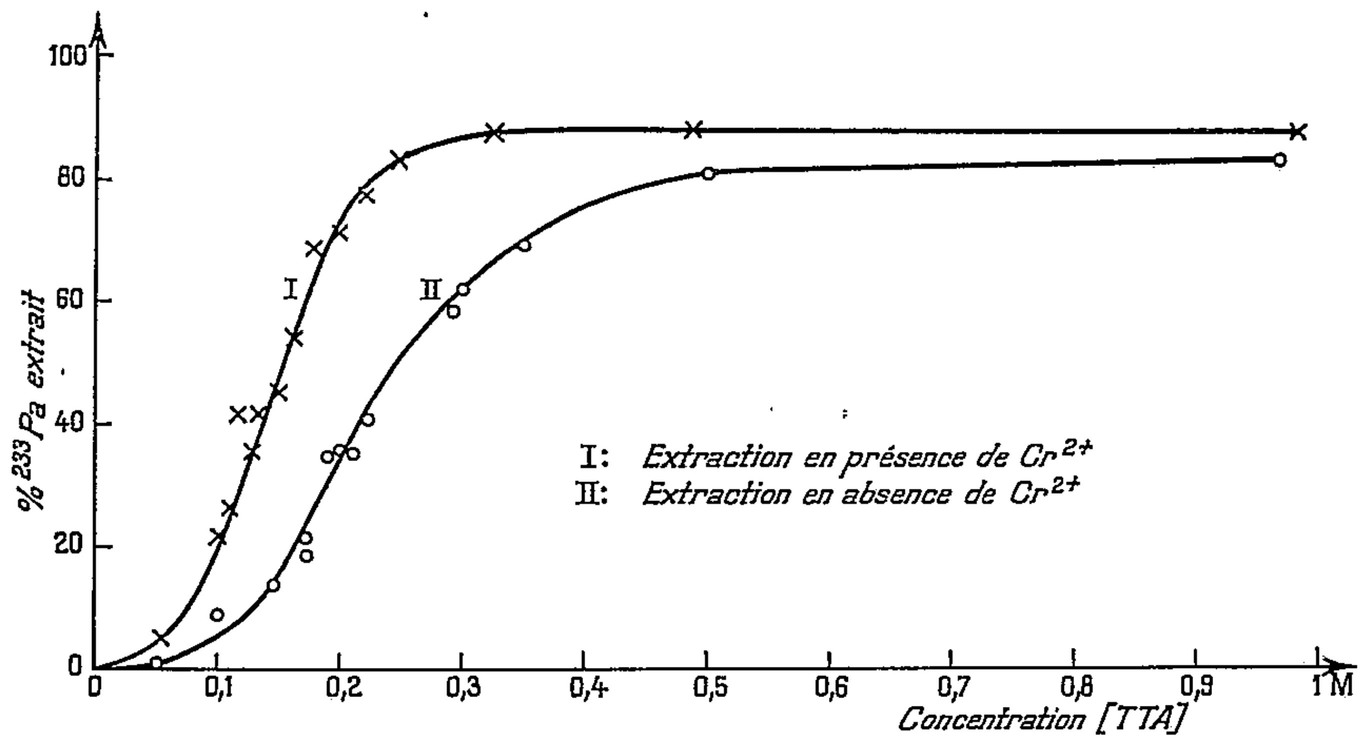
Dans les mêmes conditions, des réducteurs comme Ti^{3+} ou Sn^{2+} sont sans effet sur l'extraction de Pa.

De ces expériences on peut conclure que Pa^{IV} à l'état de traces n'est pas extrait, contrairement à Pa^{V}, de ses solutions chlorhydriques (6N) par la méthylisobutylcétone (analogie avec Th^{IV} et Zr^{IV}) ni par le tributylphosphate dilué dans le benzène (analogie avec Th^{IV}, différence avec Zr^{IV}). La réduction de ^{233}Pa en milieu chlorhydrique 6N par un sel chromeux semble complète et immédiate tandis que l'action de l'amalgame de zinc est beaucoup plus lente et moins efficace.

Une solution de Pa réduit sur amalgame de zinc a été conservée, après une première extraction par la méthylisobutylcétone, pendant plusieurs jours dans un tube à essais. Une nouvelle extraction par la cétone n'a pas fait apparaître de réoxydation appréciable. L'oxydation par Ce^{IV} est lente; l'extration est en effet seulement de 60 % après 24 h. Rappelons que M. Haïssinsky et l'un de

nous ([3]) ont observé une réoxydation à l'air d'environ 40 % en 30 mn pour des solutions SO_4H_2 2,5 N contenant 2 millimols/l de ^{231}Pa, et une oxydation immédiate par le sulfate cérique.

Les résultats de l'extraction de ^{233}Pa en solution ClH 6N, en absence et en présence de chlorure chromeux, par des solutions benzéniques de TTA de concentrations variables sont représentés sur la figure ci-dessous.



Pa^{IV} s'extrairait donc, dans ces conditions, plus facilement que Pa^{V} contrairement à Th^{IV} et aux autres éléments tétravalents de la septième période de la classification périodique. La variation du coefficient d'extraction en fonction de la concentration de l'agent complexant est en accord avec la formation des complexes $Pa[TTA]_4$ et $Pa[TTA]_5$.

(*) Séance du 6 mai 1957.

([1]) *Voir* R. Elson, *Nation. Nucl. Energy Ser.*, 14A, 1954, p. 103; E. K. Hyde, Confér. Genève, 1955, p. 728; A. Goble, J. Golden et A. G. Maddock, *Canad. J. Chem.*, 34, 1956, p. 284.

([2]) M. Haïssinsky et G. Bouissières, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 573.

([3]) M. Haïssinsky et G. Bouissières, *Bull. Soc. Chim.*, 18, 1951, p. 146.

CHIMIE MINÉRALE. — *Contribution à l'étude des chlorures basiques d'aluminium.* Note de Mmes **Léone Walter Lévy** et **Hélène Breuil**, présentée par M. Paul Pascal.

Ces composés ont été formés suivant une méthode générale très simple, par action de l'hydroxyde sur les solutions de concentrations variées de sel neutre. La réaction a été réalisée dans un ballon muni d'un réfrigérant et d'un agitateur, à la température d'ébullition des solutions. Elle ne se serait poursuivie, en effet, que très lentement à la température ordinaire ([1]), du moins en ce qui

concerne la variété d'alumine commerciale utilisée, mélange d'hydrargillite et de bayerite (²).

L'ébullition a été maintenue de manière à obtenir des phases solides présentant des diagrammes de rayons X invariables en fonction du temps. L'équilibre semble atteint au bout de 24 heures dans les solutions concentrées, plus lentement en milieu plus dilué.

La durée des essais a varié de 50 à 500 heures, la concentration de 0 à 2,5 mol de sel neutre pour 1000 g de solution, la quantité d'alumine de 18 à 60 % du poids de Cl_3Al, $6H_2O$, la température de 100 à 125°.

Dans les solutions très concentrées, il y a, avant précipitation, une dissolution préalable de l'alumine au bout d'environ 8 heures, comparable à celle de la magnésie dans les sels de magnésium, mais plus lente et beaucoup plus importante, pouvant atteindre, par exemple, 1,4 mol d'$Al(OH)_3$ pour 1000 g d'une solution à 2 mol de Cl_3Al, au lieu de 0,15 mol de $Mg(OH)_2$ dans une solution à 3,5 mol de Cl_2Mg.

Les phases solides ont été séparées des liqueurs mères par filtration ou centrifugation, puis lavage à l'alcool. Elles ont été ensuite séchées à l'air à poids constant. Celui-ci peut se maintenir un an à 25°, à de petites fluctuations près.

Deux sels basiques ont été révélés par des diagrammes caractéristiques B et C particulièrement nets qui ne présentent aucune raie des spectres A et H du sel neutre à $6H_2O$ et de l'hydroxyde d'aluminium (*fig.* 1). Les diagrammes des sels basiques, recherchés, n'ont pas jusqu'ici semble-t-il été mis en évidence (³).

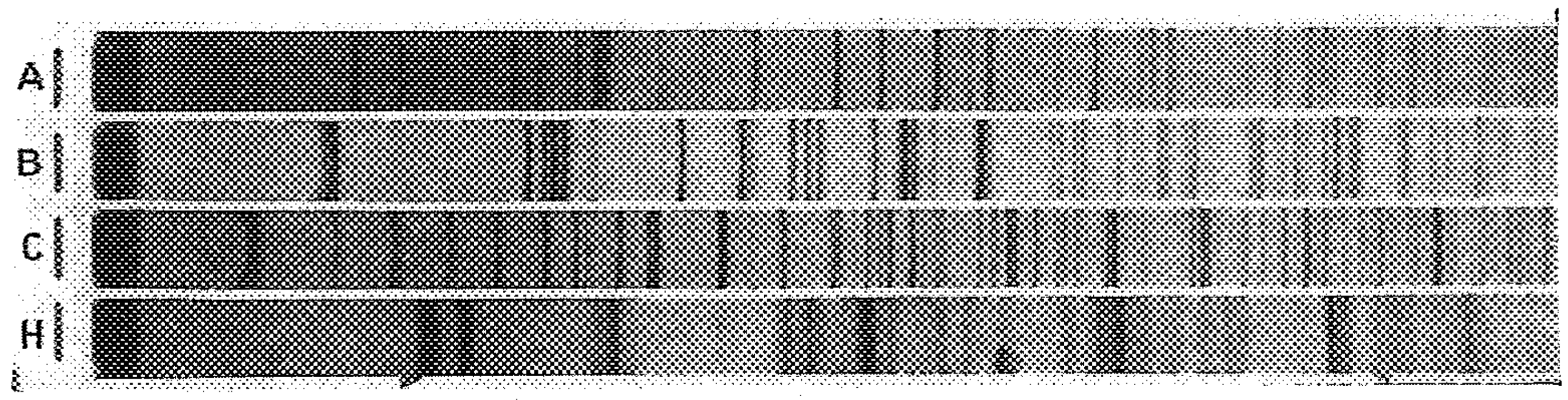


Fig. 1.

Les analyses chimiques des solutions et des phases solides après dissolution à froid (⁴), par action soit d'acide nitrique au 1/4 (sel B), soit d'une solution de soude à 20 % (sel C), ont été effectuées gravimétriquement, le chlore sous forme de chlorure d'argent et l'aluminium par précipitation par l'ammoniaque et calcination de l'hydroxyde. L'alumine non solubilisée dans certain cas, a été calcinée à part. L'eau a été évaluée par différence.

Les rapports stœchiométriques de Cl_3 et H_2O à Al sont respectivement les

suivants :

Sel B : 0,3345 ± 0,005, 3,03 ± 0,06 (moyenne de 6 analyses);
Sel C : 0,1999 ± 0,003, 2,71 ± 0,03 (moyenne de 22 analyses).

ce qui correspond aux formules

$$Cl_3Al, 2Al(OH)_3, 6H_2O \quad \text{et} \quad Cl_3Al, 4Al(OH)_3, 7,5H_2O.$$

La décomposition thermogravimétrique à température croissante accuse pour le premier sel, un palier de 20 à 140° alors que pour le deuxième, la courbe est ascendante dès que la température commence à s'élever. Pour fixer avec plus de certitude le degré d'hydratation du sel C, nous avons appliqué la méthode des restes après refroidissement à 0, 25 et 50° des préparations effectuées à l'ébullition. Les résultats obtenus à 25° ont été portés sur un diagramme triangulaire (*fig.* 2).

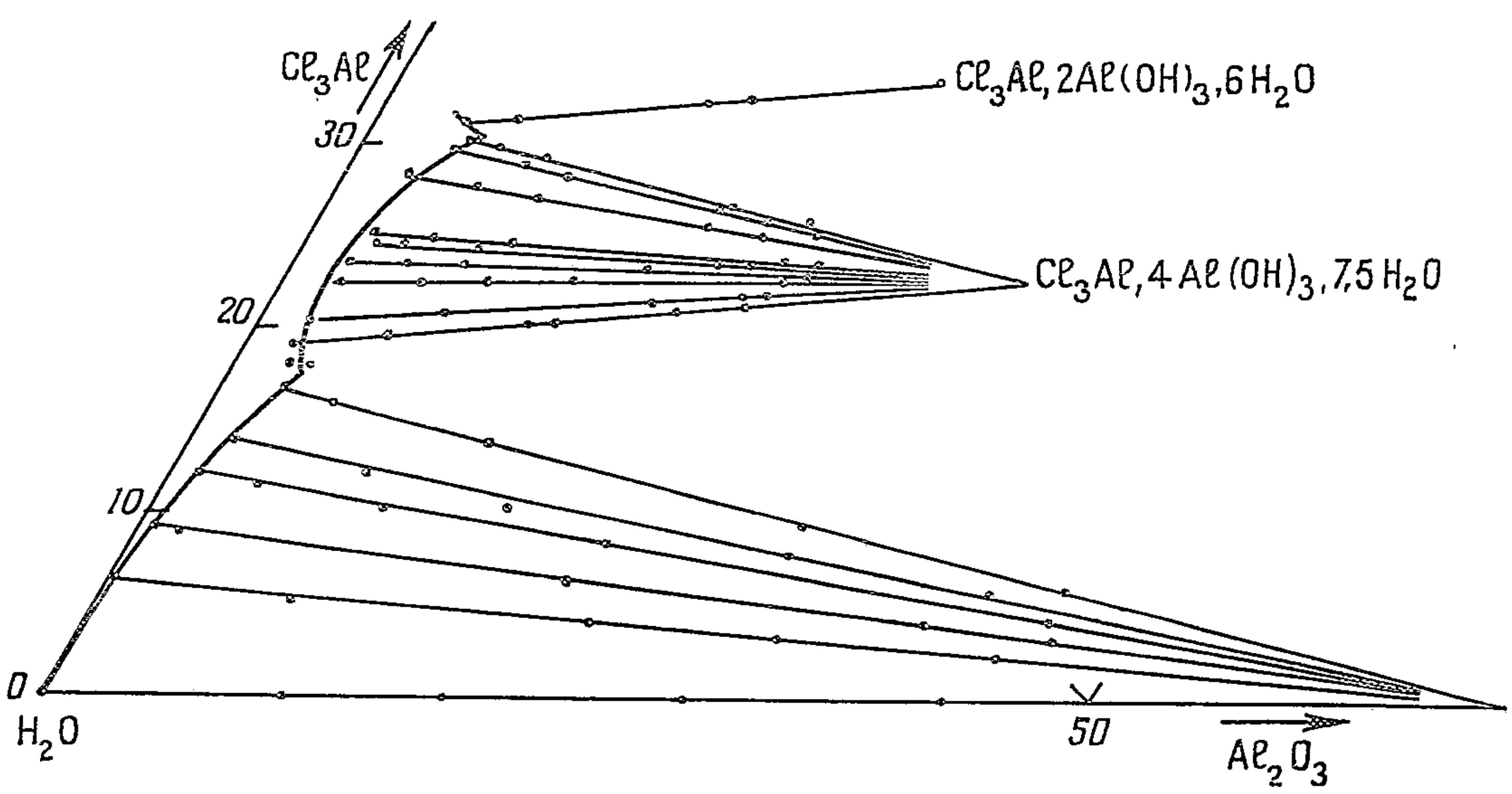


Fig. 2.

Au point de rencontre des droites relatives aux préparations du sel C, les coordonnées $Cl_3Al = 23,0$; $Al_2O_3 = 35,1$ et $H_2O = 41,9$ g % correspondent bien à la formule donnée ci-dessus. Ces résulats se retrouvent à 0°. A 50° le degré d'hydratation n'est que de $7\,H_2O$.

La concentration en chlorure neutre conditionne la nature des phases solides. Dans les solutions diluées, l'alumine persiste et paraît s'enrichir en hydrargillite aux dépens de la bayerite quand la concentration en chlorure est plus élevée. Le sel C, le plus basique, apparaît pour les concentrations comprises entre 175 et 305 g de sel anhydre pour 1 000 g de solution, le sel B prend ensuite naissance, le plus souvent mélangé au sel neutre à $6\,H_2O$.

Les distances réticulaires des sels B et C et les intensités correspondantes suivant les notations habituelles ([5]) sont données ci-après.

Sel B : 6,62 f; 6,40 FF; 3,77 F; 3,65 f; 3,59 F; 3,51 m; 3,35 fff; 3,31 fff; 2,95 fff; 2,86 f; 2,61 m; 2,58 fff; 2,44 f; 2,39 f; 2,35 ff; 2,20 f; 2,13 m; 2,11 ff; 2,06 ff; 2,03 fff; 1,99 fff; 1,96 F; 1,95 ff; 1,83 fff; 1,81 ff; 1,79 fff; 1,78 ff; 1,72 ff; 1,66 ff; 1,65 fff; 1,63 fff; 1,62 ff; 1,54 fff; 1,53 ff; 1,51 fff; 1,49 fff; 1,46 fff; 1,45 ff; 1,44 fff; 1,43 fff; 1,39 fff; 1,36 fff; 1,35 fff; 1,33 fff; 1,32 fff; 1,30 fff; 1,26 fff; 1,25 fff; 1,24 fff; 1,22 fff; 1,18 fff;

Sel C : 9,07 FF; 6,35 ff; 5,25 m; 4,51 ff; 4,03 f; 3,64 m; 3,43 m; 3,36 ff; 3,17 m; 3,01 ff; 2,98 ff; 2,97 fff; 2,69 fff; 2,68 F; 2,58 fff; 2,46 ff; 2,32 ff; 2,30 ff; 2,26 fff; 2,22 ff; 2,19 ff; 2,16 f; 2,11 m; 2,08 fff; 2,05 fff; 2,01 fff; 1,99 fff; 1,96 ff; 1,94 fff; 1,93 fff; 1,91 f; 1,90 ff; 1,86 ff; 1,82 fff; 1,81 fff; 1,79 fff; 1,74 ff; 1,73 f; 1,62 ff; 1,604 ff; 1,597 ff; 1,58 fff; 1,55 fff; 1,53 fff; 1,50 ff; 1,49 fff; 1,48 f; 1,46 fff; 1,44 fff; 1,43 fff; 1,41 ff; 1,39 fff; 1,37 fff; 1,35 f; 1,34 fff; 1,325 fff; 1,317 fff; 1,308 fff; 1,296 fff; 1,29 fff; 1,28 fff; 1,26 fff; 1,22 fff; 1,21 fff; 1,20 fff; 1,18 fff; 1,17 fff.

Nous avons donc pu isoler, par action de l'hydroxyde d'aluminium sur les solutions de chlorure d'aluminium maintenues à l'ébullition, deux chlorures basiques de spectres de rayons X nettement caractéristiques et de formules Cl_3Al, $2\,Al(OH)_3$, $6\,H_2O$ et Cl_3Al, $4\,Al(OH)_3$, $7{,}5\,H_2O$.

([1]) Au bout d'un mois le diagramme de l'alumine n'a pas varié et sa solubilité dans une solution concentrée n'a augmenté que de 0,1 mol d'$Al(OH)_3$ par molécule de Cl_3Al.

([2]) La boehmite, insoluble à l'ébullition, est attaquée à 175° en vase clos.

([3]) *Voir* H. W. Kohlschütter, P. Hantelmann, K. Diener et H. Schilling, *Z. anorg. Chem.*, 248, 1941, p. 319; G. Denk et L. Bauer, *Z. anorg. Chem.*, 267, 1951, p. 89.

([4]) Les sels B et C sont insolubles dans l'eau, solubles dans la soude.

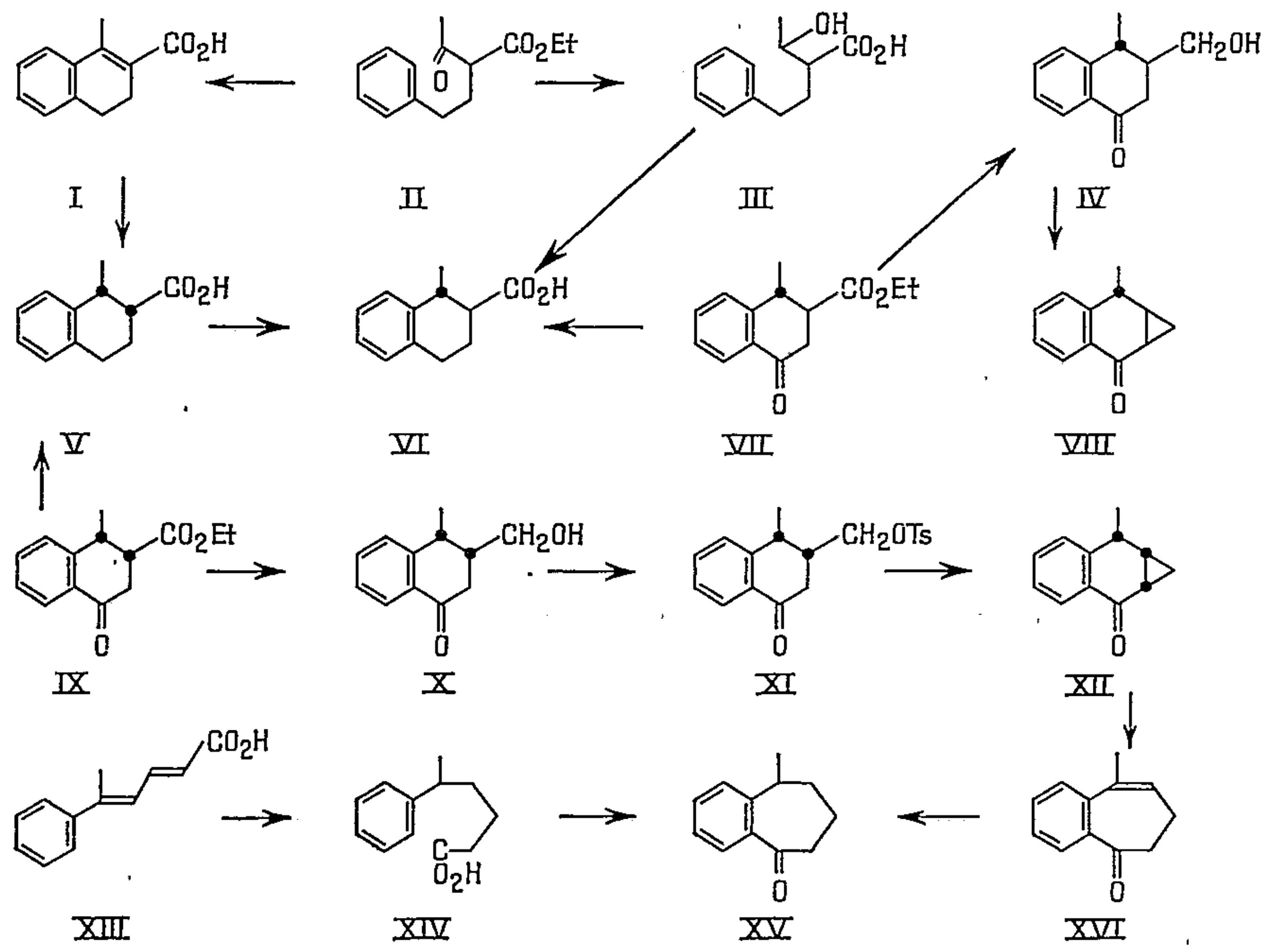
([5]) Mme Walter-Lévy, *Ann. Chim.*, 7, 1937, p. 120.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Stéréochimie des méthyl-1 carboxy-2 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalènes et des méthyl-5 benzobicyclo-(0, 1, 4) heptèn-3 ones-2*. Note (*) de MM. **Sylvestre Julia** et **Yannik Bonnet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les deux méthyl-1 carboxy-2 tétrahydronaphtalènes cis et trans ont été obtenus et rattachés aux deux oxo-1 éthoxycarbonyl-3 méthyl-4 tétrahydronaphtalènes cis et trans conduisant aux deux méthyl-5 benzobicyclo-(0, 1, 4) heptèn-3 ones-2 cis et trans. Seule, la cétone cyclopropanique cis est réarrangée en méthyl-benzocycloheptadiènone correspondante.

Les cétoesters (VII) et (IX) obtenus par estérification du mélange d'acides correspondants ([1]) sont facilement séparés par simple cristallisation en un isomère cristallin F 61° et en un isomère liquide. Le cétoester liquide, hydrogénolysé catalytiquement par la méthode de K. W. Rosenmund et E. Karg ([2]) conduit après saponification à un méthyl-1 carboxy-2 tétrahydro-1.2.3.4 naphtalène, $C_{12}H_{14}O_2$ (trouvé %, C 75,7; H 7,5) F 87°; amide, F 172°; anilide, F 160°. Cet acide est identique à l'isomère cis (V) obtenu par hydrogénation catalytique du méthyl-1 carboxy-2 dihydro-3.4 naphtalène (I),

$\lambda\lambda_{max}$ 224 et 278 mμ (log ε 4,14 et 4,08). Von Auwers ([3]) avait préparé l'acide (I) par cyclodéshydratation du cétoester (II). En réduisant le cétoester (II) par BKH_4, nous avons obtenu après saponification un β-hydroxyacide (III), $C_{12}H_{16}O_3$ (trouvé %, C 69,17; H 7,64) F 95°. Le β-hydroxyacide (III) est cyclisé par l'acide sulfurique en un méthyl-1 carboxy-2 tétrahydronaphtalène (VI), $C_{12}H_{14}O_2$ (trouvé %, C 75,7; H 7,5) F 83°; amide F 169°; anilide F 164°; différent de l'isomère cis (V). La structure trans de l'acide (VI) est vérifiée par les opérations suivantes : l'acide cis (V) est transformé en chlorure d'acide puis en amide et en nitrile selon la méthode de R. Delaby, G. Tsatsas et Y. Lusinchi ([4]). Ce dernier nitrile par hydrolyse alcaline conduit à un acide dont l'anilide est identique à l'isomère trans obtenu plus haut. La structure trans du cétoester cristallin (VII) est finalement vérifiée par son hydrogénolyse catalytique en un acide identique au trans méthyl-1 carboxy-2 tétrahydronaphtalène (VI).



Dans une Note antérieure ([5]), le cétoester trans avait été transformé en cétocarbinol trans (IV) puis par l'intermédiaire du cétotosylate en trans méthyl-5 benzobicyclo-(o, 1, 4) heptène-3 one-2 (VIII). Par la même suite de réactions, c'est-à-dire en cétalisant le cétoester cis (IX) par l'orthoformiate d'éthyle puis réduction par $LiAlH_4$ et hydrolyse acide, nous avons obtenu le cétocarbinol cis (X), 2.4-DNPF 208°, λ_{max} 388 mμ (log ε 4,46). Le tosylate correspondant (XI) $C_{19}H_{20}O_4S$ (trouvé %, C 66,5; H 6,0) F 83° est cyclisé par le méthylate de sodium en cis méthyl-5 benzobicyclo-(o, 1, 4)

heptène-3 one-2 (XII), $É_{12}$ 143°; n_D^{19} 1,5752; $\lambda\lambda_{max}$ 245 et 287 mμ (log ε 3,94 et 3,10); 2.4-DNP rouge F 230°, λ_{max} 392 mμ (log ε 4,47).

Contrairement à l'isomère trans stable (VIII) ([5]), la cétone cyclopropanique cis (XII) est réarrangée par l'amylate tertiaire de sodium en méthyl-4 benzocycloheptadiène-2.4 one-1 XVI; $\lambda\lambda_{max}$ 232 et 290 mμ (log ε 4,21 et 3,16); semicarbazone, $F_{déc}$ 185°, λ_{max} 244 mμ (4,23); 2.4-DNP orange F 202°, λ_{max} 374 mμ (4,39). La structure de la cétone XVI est finalement vérifiée par hydrogénation catalytique en méthyl-4 benzocycloheptène-2 one-1 (XV), dont une 2.4-DNP rouge F 161° et le carbinol secondaire F 109° sont identiques aux dérivés correspondants d'un échantillon authentique synthétisé de la manière suivante.

Par action selon Reformatsky du γ-bromocrotonate de méthyle sur l'acétophénone puis déshydratation et saponification, on obtient le phényl-5 hexadiène-2.4 oique (XIII) $C_{12}H_{12}O_2$ (trouvé %, C 76,3; H 6,5) F 141°, $\lambda\lambda_{max}$ 307 et 231 mμ (4,47 et 3,89). L'hydrogénation catalytique conduit au phényl-5 hexanoïque (XIV), anilide F 75°, dont le chlorure d'acide est cyclisé par Cl_3Al, en méthyl-4 benzocycloheptène-2 one-1 (XV), $C_{12}H_{14}O$ (trouvé %, C 82,4; H 8,1) $É_{0,15}$ 101°, n_D^{21} 1,5543, $\lambda\lambda_{max}$ 248 et 284 mμ (3,9 et 3,14); semicarbazone $F_{déc}$ 190°, λ_{max} 258 mμ (4,24); 2.4-DNP, forme majeure rouge F 161°, λ_{max} 372 mμ (4,40), forme mineure jaune F 171°, λ_{max} 371 mμ (4,41). La cétone (XV) est réduite par BKH_4 en méthyl-4 benzocycloheptène-2 ol-1, $C_{12}H_{16}O$ (trouvé %, C 81,5; H 9,0) F 109°.

Dans un Mémoire détaillé à paraître ultérieurement, nous discuterons le mécanisme du réarrangement stéréosélectif de la tétralone cyclopropanique cis (XII), l'application de la règle de Cram ([6]) au passage du β-cétoester (II) au β-hydroxyacide (III) et le mécanisme de la cyclisation de (III) en (VI).

(*) Séance du 6 mai 1957.

([1]) R. S. Urban et E. M. Beavers, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 3042.
([2]) *Ber.*, 75, 1942, p. 1850.
([3]) K. von Auwers et K. Möller, *J. prakt. Chem.*, 109, 1925, p. 124.
([4]) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2644.
([5]) S. Julia et Y. Bonnet, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2725.
([6]) D. J. Cram et F. A. A. Elhafez, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 5828.

(*École Polytechnique, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation du cyanure de benzyle et de l'acétone.* Note (*) de M. Jules Jarrousse, présentée par M. Marcel Delépine.

La condensation du cyanure de benzyle et de l'acétone, tentée sans succès en 1911 par Bodroux et Taboury, ne paraît pas avoir été encore réalisée. Elle se produit dans deux voies différentes en utilisant un mode opératoire qui implique la formation d'un dérivé ammonium du cyanure de benzyle.

Dans une Note précédente, j'ai marqué l'importance que peut présenter dans certaines condensations la présence d'un sel d'ammonium quaternaire [1]. J'ai constaté, depuis, qu'une méthode calquée sur celle qui m'avait fourni ces premiers résultats permet d'effectuer la condensation du cyanure de benzyle et de l'acétone tentée sans succès par Bodroux et Taboury [2]. Voici le mode opératoire utilisé :

On pèse dans un petit ballon 24 g de cyanure de benzyle et, suivant le cas, 24 ou 8 g d'acétone. On broie séparément 12 g de potasse avec 16 g de chaux vive en grains. On verse la poudre dans le liquide et on ajoute 1 g de chlorure de benzyltriéthylammonium pulvérisé sec. On se sert d'un thermomètre pour remuer de temps en temps le mélange et suivre l'évolution de la température. Celle-ci s'élève spontanément et revient à la normale au bout de 2 à 3 h. On extrait alors les produits de la réaction au benzène qui est distillé après lavage acide.

Voici les résultats obtenus, soit avec un excès, soit avec un défaut d'acétone :

1° *Avec un excès d'acétone.* — Par distillation fractionnée on sépare un composé liquide qui passe entre 144 et 147° sous 16 mm.

Les propriétés de ce produit sont celles d'un dérivé éthylénique et les résultats de l'analyse élémentaire correspondent au nitrile diméthylatropique :

$$\begin{array}{c} C_6H_5-C-CN \\ \| \\ CH_3-C-CH_3 \\ \text{(I)} \end{array}$$

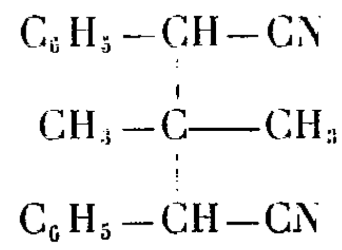
L'hydrolyse acéto-sulfurique prolongée de ce corps fournit un dérivé azoté fondant à 147° (crist. dans le benzène) dont la composition centésimale est celle de l'amide diméthylatropique (II).

Elle fournit également un acide fondant à 152° (crist. dans l'eau) dont les propriétés sont celles de l'acide diméthylatropique (III) décrit par Blaise et Courtot [3] :

$$\begin{array}{c} C_6H_5-C-CONH_2 \\ \| \\ CH_3-C-CH_3 \\ \text{(II)} \end{array} \qquad \begin{array}{c} C_6H_5-C-CO_2H \\ \| \\ CH_3-C-CH_3 \\ \text{(III)} \end{array}$$

2° *Avec un défaut d'acétone.* — Par cristallisation fractionnée dans l'alcool à 95°, on sépare deux composés azotés nettement différents. L'un fond à 139° (IV), l'autre présente sur le bloc Maquenne une double fusion, d'abord à 157°, puis à 172° (V). Les résultats de l'analyse élémentaire de ces deux composés correspondent aux nitriles diphényl-2.4, diméthyl-3.3,

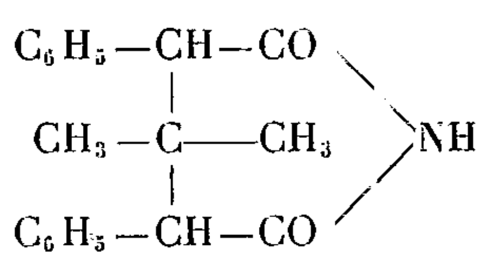
glutariques stéréoisomères :



(IV) et (V)

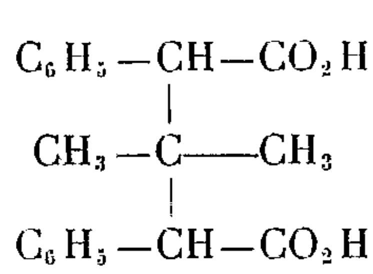
Soumis à une hydrolyse acétosulfurique pendant 20 à 40 h, ces deux nitriles fournissent l'un comme l'autre le même groupe de quatre composés qui sont :

a. Deux dérivés azotés solubles dans la soude diluée, mais insolubles en milieu bicarbonaté. L'un de ces dérivés est très peu soluble dans le méthanol et fond à 300° (VI). L'autre est soluble dans le méthanol et présente un phénomène de double fusion sur le bloc Maquenne, à 207° puis à 217° (crist. dans l'acétate d'éthyle additionné d'éther de pétrole) (VII). La composition centésimale de ces deux corps est celle des deux imides stéréoisomères :



(VI) et (VII)

b. Deux acides. L'un, le plus abondant, possède un sel de calcium soluble et fond à 252° (crist. dans l'acétate d'éthyle) (VIII). L'autre a un sel de calcium insoluble et fond à 300° (crist. dans l'acétate d'éthyle) (IX). Le titrage acidimétrique de ces deux acides correspond aux deux acides diphényl-2.4, diméthyl-3.3, glutariques isomères :



(VIII) et (IX)

Lorsque l'hydrolyse est limitée à 4 h, le nitrile (IV) fournit les imides (VI) et (VII), mais l'acide (VIII) est pratiquement seul. Le nitrile (V) dans les mêmes conditions donne également les deux imides, mais l'acide (IX) est à peu près seul.

Quand l'hydrolyse est arrêtée au bout d'une demi-heure, elle n'atteint pas l'ensemble de l'un ou de l'autre nitrile. Le composé (IV) fournit seulement l'imide (VI), le composé (V) seulement l'imide (VII) et pas d'acide.

Il est donc probable que les produits numérotés par des nombres impairs se correspondent, de même que ceux numérotés par des nombres pairs.

Lorsqu'on soumet l'une des deux imides (VI) ou (VII) à une ébullition de quelques heures dans un mélange acéto-sulfurique, on obtient toujours à côté de la fraction hydrolysée, non pas seulement l'imide dont on est parti, mais le mélange des deux imides isomères. Dans ces conditions, il se produit un équilibre qui explique l'ensemble des résultats obtenus.

L'hydrolyse alcaline brutale (par exemple, fusion alcaline) des trois nitriles préparés au cours de ce travail (I), (IV) et (V) décompose ces produits et conduit à l'acide phénylacétique et à l'acétone.

(*) Séance du 6 mai 1967.

(1) J. JARROUSSE, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 1424.

(2) *Comptes rendus*, 152, 1911, p. 1594.

(3) BLAISE et COURTOT, *Bull. Soc. Chim.*, [3], 35, 1906, p. 591.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Synthèse de dérivés de l'amino-*6 *tétraméthoxy-*2.3.9.10 *dibenzo* (*a, c*) *cycloheptadiène; passage au tétraméthoxy-*2.3.9.10 *dibenzo* (*a, c*) *heptatriène*. Note de Mme **ELISABETH MATARASSO-TCHIROUKHINE** et M. **RAYMOND QUELET**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les composés aminés obtenus, qui dérivent d'un isomère de l'éther méthylique du colchinol, ont été synthétisés à partir du bis-chlorométhyl-2.2′ tétraméthoxy-4.5.4′.5′ biphényle en passant par l'intermédiaire de l'acidyl azide de l'acide tétraméthoxy-2.3.9.10 dibenzo (*a, c*) cycloheptadiène carboxylique-6.

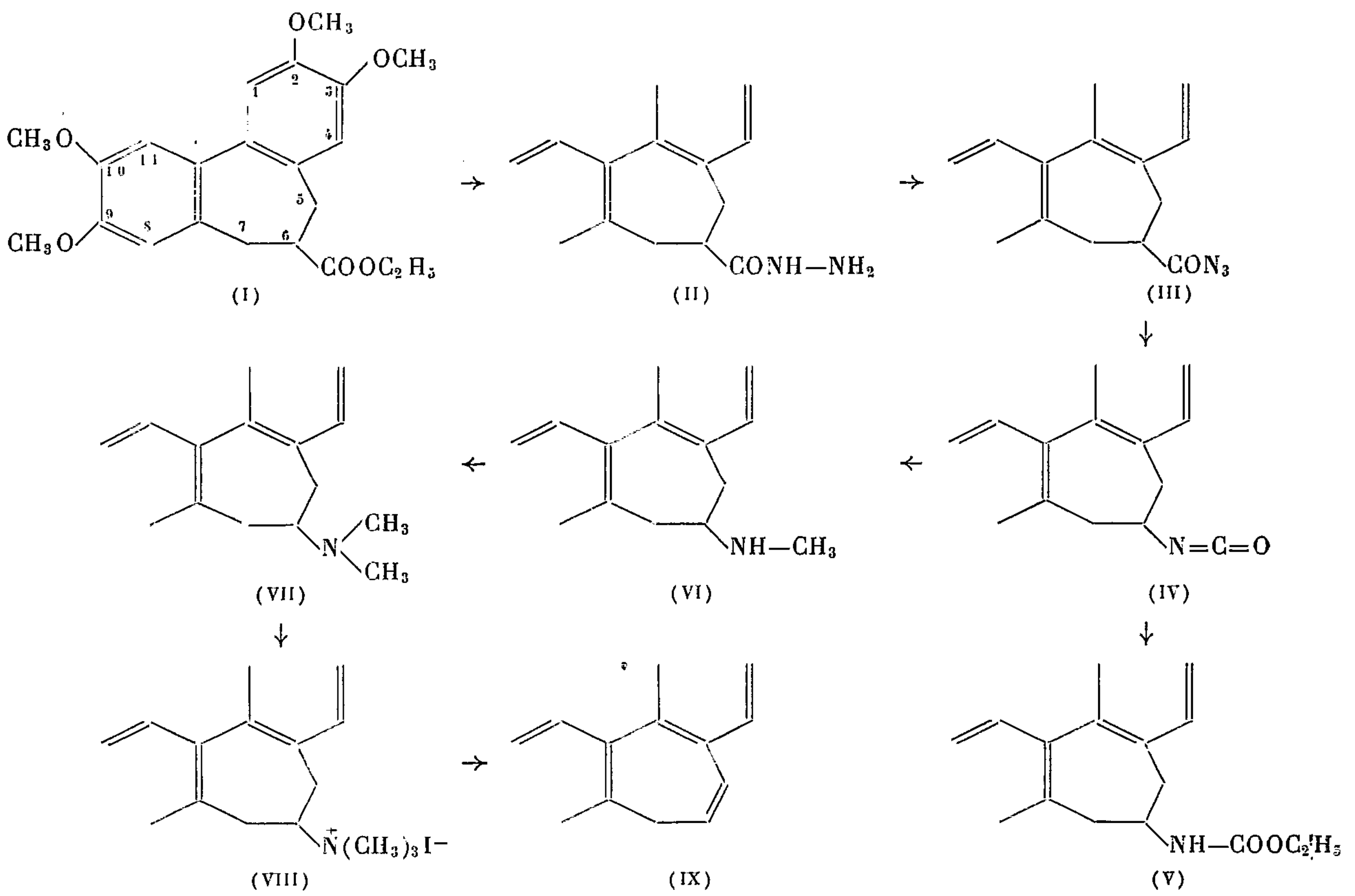
Nous avons montré précédemment (1) que le bis-chlorométhyl-2.2′ tétraméthoxy-4.5.4′.5′ biphényle peut être transformé dans de bonnes conditions en acide tétraméthoxy-2.3.9.10 dibenzo (*a, c*) cycloheptadiène carboxylique-6 par synthèse malonique.

Partant de l'ester éthylique de cet acide (I) nous avons effectué les transformations suivantes qui, mettant en œuvre la dégradation de Th. Curtius (2), permettent d'aboutir à des dérivés de l'amino-6 tétraméthoxy-2.3.9.10 dibenzo (*a, c*) cycloheptadiène, composé isomère de l'éther méthylique du colchinol (3).

Ces transformations s'effectuent par l'intermédiaire de l'acidyl azide (III) résultant de l'action de l'acide nitreux sur l'hydrazide (II) préparé lui-même par chauffage de l'ester éthylique de l'acide tétraméthoxy-2.3.9.10 dibenzo-(*a, c*) cycloheptadiène carboxylique-6 avec l'hydrate d'hydrazine. On sait que les acidyl azides qui sont stables à froid subissent par chauffage vers 50°, dans un solvant inerte, une décomposition qui se traduit par un départ d'azote et un réarrangement donnant naissance à l'isocyanate correspondant (2) :

$$\text{R—CON}_3 \rightarrow \text{N}_2 + \text{R—N=C=O}. \qquad (1)$$

Effectuée au sein de l'alcool absolu, cette réaction nous a fourni, avec un rendement de 50 % par rapport à l'hydrazide, l'uréthane de formule (V) [*N-carboéthoxy amino*-6 *tétraméthoxy*-2.3.9.10 *dibenzo-*(*a*, *c*) *cycloheptadiène*] qui est susceptible de présenter des propriétés cytostatiques.



Sa transformation en dérivé méthylaminé (V) a été effectuée en réduisant l'isocyanate par un mélange $LiH + AlLiH_4$.

Pour la réaliser on effectue d'abord la réaction (1) en chauffant à l'ébullition la solution benzénique de l'azide (après déshydratation complète par distillation sous pression réduite d'une partie du solvant), on ajoute ensuite les hydrures métalliques en solution dans le tétrahydrofuranne et l'on chauffe à l'ébullition pendant 18 h.

La réduction fournit un mélange renfermant, à côté du dérivé méthylaminé attendu, un produit secondaire qui s'isole seul par cristallisation dans le benzène sous forme d'aiguilles blanches, F 228°. L'analyse correspond à un méthyl diaminométhanol de formule

$$R-NH-CHOH-N\begin{matrix}\diagup R \\ \diagdown CH_3\end{matrix}$$

(VI *bis*)

(R étant le radical tétraméthoxy dibenzo heptadiényle). Ce composé prendrait naissance par hydrogénation de l'uréine résultant de la fixation du dérivé méthylaminé sur l'isocyanate initial :

$$R{-}N{=}C{=}O + R{-}NH{-}CH_3 \rightarrow R{-}NH{-}CO{-}N\begin{smallmatrix}\diagup R\\ \diagdown CH_3\end{smallmatrix} \xrightarrow{\text{hydrog.}} R{-}NH{-}CHOH{-}N\begin{smallmatrix}\diagup R\\ \diagdown CH_3\end{smallmatrix}$$

La méthylamine (VI) n'a pu être isolée à l'état pur : on a obtenu après chromatographie sur colonne d'alumine un liquide visqueux jaunâtre incristallisable; son picrate fond avec décomposition à 278°.

En chauffant le produit brut de la réduction précédente avec un mélange de formol et d'acide formique on obtient le N.N-*diméthyl-amino*-6 *tétraméthoxy*-2.3.9.10 *dibenzo cycloheptadiène* (VII) aiguilles F 113-114° avec un rendement de 60 %.

Traitée par l'iodure de méthyle cette amine fournit l'iodure d'ammonium quaternaire correspondant (VIII) qui, chauffé avec l'éthylate de sodium, se dégrade en donnant le *tétraméthoxy*-2.3.9.10 *dibenzo-(a, c) cycloheptatriène* (IX). Ce dernier est très soluble dans l'éther et l'alcool, il cristallise dans le benzène en donnant des cristaux fondant à 158-159° puis se resolidifiant pour fondre à nouveau à 166-167°. Il se comporte bien comme un dérivé éthylénique et fixe le brome en solution chloroformique.

Produits préparés.

	Formule brute.	F °C.	Analyse Calculé % C.	Calculé % H.	Trouvé % C.	Trouvé % H.
(I)	$C_{22}H_{26}O_6$	158-159	68,37	6,78	68,7	6,9
(II)	$C_{20}H_{24}O_5N_2$	186-187	64,48	6,49	64,0	7,0
(V)	$C_{22}H_{27}O_6N$, 1/2 H_2O	134	64,37	6,88	64,1	7,2
(VI) (picrate)	$C_{26}H_{28}O_{11}N_4$	278 (déc.)	54,54	4,93	54,7	5,3
(VI *bis*)	$C_{40}H_{48}O_9N_2$	228	68,55	6,90	68,3	6,99
(VII)	$C_{21}H_{27}O_4N$	113-114	–	–	–	–
(VII) (picrate)	$C_{27}H_{30}O_{11}N_4$	260-261	55,28	5,15	55,6	5,3
(VIII)	$C_{22}H_{30}O_4NI$	320 (déc.)	52,90	6,07	52,8	6,4
(IX)	$C_{19}H_{20}O_4$	158-159	73,06	6,45	73,4	6,4

(1) R. QUELET et Mme E. MATARASSO-TCHIROUKINE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 918.
(2) *J. Prakt. Chem.*, (2), 50, 1894, p. 289 et *Ber. dtsch. chem. Ges.*, 27, 1894, p. 778.
(3) Cet éther est l'amino-7 tétraméthoxy-1.2.3.9 dibenzo-(*a*, *c*) cycloheptadiène.

(*Laboratoire de Chimie organique, Faculté des Sciences, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensations du xanthydrol avec quelques composés à méthylène actif*. Note de M. **Paul Pastour**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait que le xanthydrol se condense avec de nombreuses substances possédant des hydrogènes mobiles, entres autres les composés à méthylène actif. Fosse et Robin [1] ont, en particulier, préparé le xanthyl-acétylacétate d'éthyle.

Or, à notre connaissance, l'acétylacétanilide, ses dérivés ortho et para méthylés, l'acétylacéto orthoanisidide, l'acétylacéto paraanisidide, la phényl-1 méthyl-3 pyrazolone-5, la phényl-3 isoxazolone-5, la méthyl-3 isoxazolone-5 et la diméthyl-5,5 cyclohexanedione-1.3, composés que nous avons utilisés par ailleurs à d'autres fins, n'ont pas été condensés avec le xanthydrol. Nous avons voulu compléter cette lacune.

Les condensations ont été réalisées en solubilisant à l'ébullition des quantités équimoléculaires de xanthydrol et du corps à méthylène actif dans le minimum d'alcool, additionné de quelques gouttes de pyridine. On chauffe à reflux 30 mn et, le plus souvent, le produit de condensation commence à précipiter avant que le mélange ne soit revenu à la température de la salle.

Voici les composés obtenus :

1° Xanthyl-2 butyrone-3 anilide-1 :

$$CH_3-CO-CHX-CO-NH-C_6H_5 \quad \text{(I)}$$

(X représente le radical xanthyle). Longs feuillets incolores. F 203° C. Analyse : $C_{23}H_{19}NO_3$, calculé %, N 3,92 ; trouvé %, N 3,9.

Phénylhydrazone. — Feuillets hexagonaux incolores. F 239° C. Analyse : $C_{29}H_{25}N_3O_2$. Calculé %, N 9,41; Trouvé %, N 9,35.

Oxime. — Longues aiguilles incolores. F 229° C. Analyse : $C_{23}H_{20}N_2O_3$, calculé %, C 74,19; H 5,38; N 7,54; trouvé %, C 74,45; H 5,6; N 7,4 et 7,5. Il n'a pas été possible de transformer cette oxime en isoxazolone correspondante.

2° Xanthyl-2 butyrone-3 orthotoluidide-1 :

$$CH_3-CO-CHX-CO-NH-C_6H_4(CH_3)_o. \quad \text{(II)}$$

Longues et fines aiguilles incolores. F 203-204° C. Analyse : $C_{24}H_{21}NO_3$, calculé %, N 3,77; trouvé %, 3,8.

Phénylhydrazone. — Feuillets hexagonaux incolores. F 230° C. Analyse : $C_{30}H_{27}N_3O_2$, calculé %, N 9,10; trouvé %, N 9,1.

3° Xanthyl-2 butyrone-3 paratoluidide-1 :

$$CH_3-CO-CHX-CO-NH-C_6H_4(CH_3)_p. \quad \text{(III)}$$

Lamelles hexagonales incolores. F 205° C. Analyse : $C_{24}H_{21}NO_3$, calculé %, N 3,77; trouvé %, N 3,8-3,7.

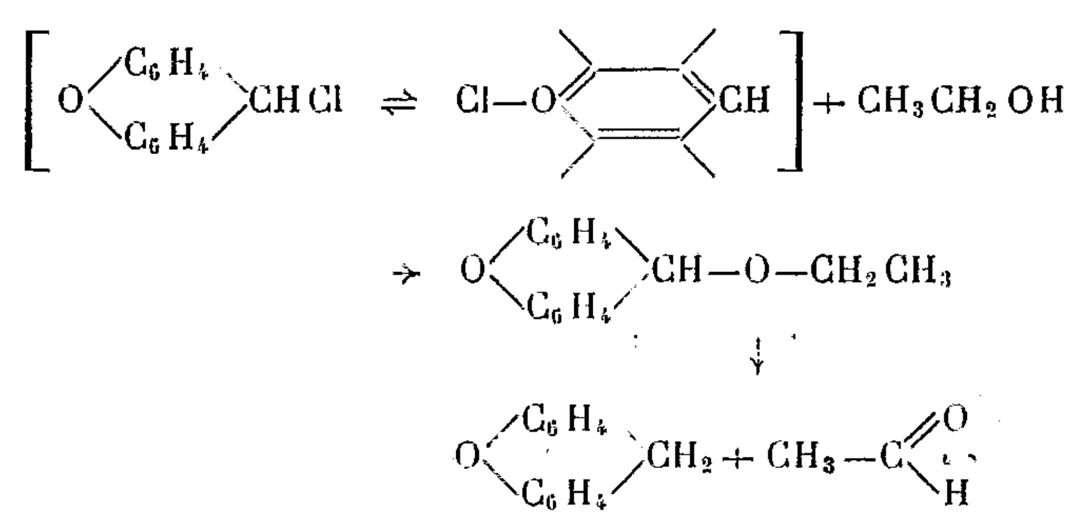
Phénylhydrazone. — Cristaux hexagonaux incolores. F 231° C. Analyse : $C_{30}H_{27}N_3O_2$, calculé %, N 9,10; trouvé %, N 9,2.

Les composés (I), (II) et (III) se dissolvent dans l'acide sulfurique concentré en donnant naissance à une belle fluorescence jaune vert.

Nous avons essayé d'hydrolyser (I). A cet effet 7 g de (I) sont dissous dans 150 ml d'alcool additionnés de 10 ml d'acide chlorhydrique concentré; on fait bouillir à reflux pendant douze heures et, au refroidissement, on obtient des lamelles blanches de xanthène fondant à 99-100° C.

Analyse : $C_{13}H_{10}O$, calculé %, C 85,79; H 5,54; trouvé %, C 85,4; H 5,6.

Fosse [2] a signalé que les composés de condensation du xanthydrol avec l'acétylacétate d'éthyle, l'acétylacétone, ont une grande aptitude à rompre leur molécule sous des influences assez faibles. Par hydrolyse chlorhydrique, il obtient le chlorure de xanthylium. Le fait que nous ayons obtenu du xanthène n'est pas incompatible avec ce dernier résultat. En effet, nous avons utilisé de l'acide concentré et d'autre part F. G. Kny Jones et A. Miles Ward [3] ont montré qu'en solution alcoolique le chlorure de xanthylium se transforme, à l'ébullition, en xanthène :



4° XANTHYL-2 BUTYRONE-3 ORTHOANISIDIDE-1.

$$CH_3-CO-CHX-CONH-C_6H_4-(OCH_3)_o.$$
(IV)

Cristaux incolores. F 145° C. Analyse : $C_{24}H_{21}NO_4$, calculé %, N 3,61; trouvé %, N 3,7.

5° XANTHYL-2 BUTYRONE-3 PARAANISIDIDE-1.

$$CH_3-CO-CHX-CONHC_6H_4(OCH_3)_p.$$
(V)

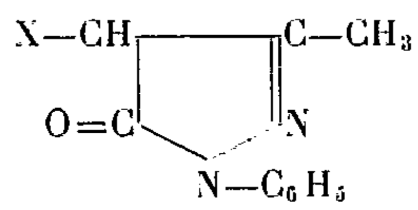
Longs parallélépipèdes incolores. F 196° C. Analyse : $C_{24}H_{21}NO_4$, calculé %, N 3,61; trouvé %, N 3,7.

6° *Xanthyl-4 phényl-1 méthyl-3 pyrazolone-5* (VI). Cristaux hexagonaux incolores. F 197° C. Analyse : $C_{23}H_{18}N_2O_2$, calculé %, N 7,90; trouvé %, 8,1.

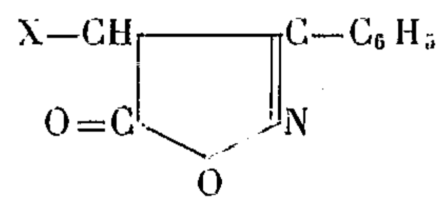
7° *Xanthyl-4 phényl-3 isoxazolone-5* (VII). Lamelles incolores. F 198°C. Analyse : $C_{22}H_{15}NO_3$, calculé %, N 4,12; trouvé %, N 4,14.

8° *Xanthyl-4 méthyl-3 isoxazolone-5* (VIII). Parallélépipèdes incolores. F 194°C. Analyse : $C_{17}H_{13}NO_3$, calculé %, N 5,01 ; trouvé %, N 4,9.

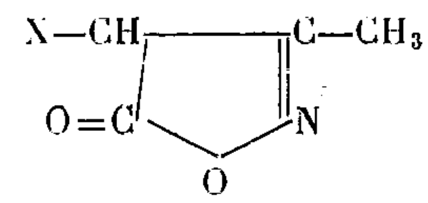
9° *Xanthyl-2 diméthyl-5.5 cyclohexanedione-1,3* (IX). Cristaux cubiques incolores. F 240°C. Analyse : $C_{21}H_{20}O_3$, calculé % C 78,75; H 6,25; trouvé %, C 78,6; H 6,4.



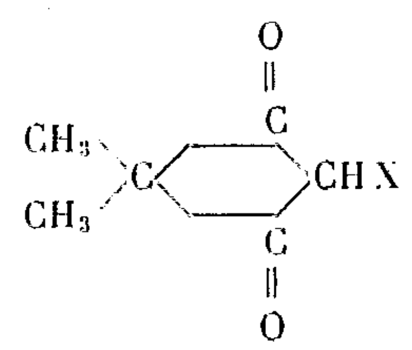
(VI)



(VII)



(VIII)



(IX)

Remarques. — 1° On n'a pas obtenu de composés dixanthylés malgré la mobilité des deux hydrogènes méthyléniques de tous les composés condensés.

2° Fosse [*voir* (1)] a obtenu la xanthylacétone $X—CH_2—CO—CH_3$ par action de l'acide acétique sur le xanthylacétylacétate d'éthyle. Il ne semble pas que l'on ait, par la suite, obtenu la xanthylacétone par action directe du xanthydrol sur l'acétone.

Nous avons essayé de préparer ce composé de la même façon que ceux que nous venons de décrire. Au bout de quelques jours, après évaporation de l'alcool, on recueille des cristaux hexagonaux incolores, peu solubles dans l'alcool bouillant, mais que l'on recristallise aisément dans le tétrahydrofurane; F 222° C.

Il s'agit du dixanthyléther déjà signalé par Richter (4), lequel indique comme point de fusion environ 200° C.

Analyse : $C_{26}H_{18}O_3$, calculé %, C 82,54; H 4,76; trouvé %, C 82,5; H 4,70.

(1) *Bull. Soc. chim.*, [3], 35, 1906, p. 1013.
(1) *Comptes rendus*, 143, 1906, p. 240.
(2) *J. Chem. Soc.*, 1930, p. 537.
(4) *J. prakt. Chem.*, 28, (2), 1883, p. 290.

(*École Normale supérieure de l'enseignement technique, Cachan, Seine.*)

CRISTALLOGRAPHIE. — *Répartition statistique des cations dans le spinelle* $MgGa_2O_4$. Note (*) de M. **Michel Huber**, présentée par M. Georges Chaudron.

On admet généralement depuis le travail fondamental de T. F. W. Barth et E. Posnjak [1] puis des travaux de E. J. W. Verwey et E. L. Heilmann [2] que les composés de structure spinelle se répartissent en deux groupes, normal et inverse, suivant le mode de distribution des cations dans les deux sortes de sites du réseau. La possibilité d'existence de modes intermédiaires a déjà été examinée par différents auteurs : en particulier par Machatschki [3], F. Bertaut [4], Bacon [5], [6], F. C. Romeijn [7], E. W. Gorter [8], E. K. Lotgering [9]. Sur les conseils de M. J. Bénard, à l'aide d'un appareillage de mesure d'intensité de rayons X récemment mis au point [10], nous nous sommes proposé de rechercher les états intermédiaires éventuels sur un exemple particulièrement favorable : $MgGa_2O_4$ ($a_0 = 8,280 \pm 0,005$ Å). Ce composé se prête très bien à ce genre d'étude, étant donné l'écart des numéros atomiques des deux métaux. De plus, le rayonnement du cuivre peut être employé sans inconvénient. Les échantillons préparés par calcination d'un mélange des nitrates de gallium et de magnésium à 1 200° pendant 12 h, se présentent sous forme de poudre fine, parfaitement cristallisée et sans orientation préférentielle. L'appareillage comporte un ensemble monochromateur à lame courbe, diffractomètre enregistreur à compteur Geiger-Müller, travaillant par réflexion.

Les intensités mesurées dans nos expériences sont dans l'ensemble en bon accord avec celles publiées par Barth et Posnjak [1]. Mais si l'on cherche à les interpréter, comme l'ont fait ces auteurs, dans l'hypothèse de la structure inverse, un désaccord qui ne peut s'expliquer par l'imprécision des mesures se manifeste. Nous avons tenté de rétablir l'accord entre intensités calculées et observées en supposant que la structure n'est que partiellement inverse. Les différentes structures envisagées sont décrites ci-dessous :

	Site octaédrique 16*d*.	Site tétraédrique 8*a*.
Structure normale (N)........	Ga + Ga	Mg
Structure inverse (I).........	Ga + Mg	Ga
Structure α % N, β % I........	$(2\alpha+\beta)$Ga + βMg	αMg + βGa
Structure statistique (S).......	$2\left(\frac{2}{3}\text{Ga}+\frac{1}{3}\text{Mg}\right)$	$\frac{2}{3}$Ga + $\frac{1}{3}$Mg

Les valeurs absolues des facteurs de structure F ont été réparties en deux groupes suivant qu'ils sont peu influencés (groupe A) ou très influencés (groupe B) par le taux d'inversion.

Contribution métallique		Structure normale	Structure inverse	
16 *d*.	8 *a*.	$\lvert F_n \rvert$.	$\lvert F_i \rvert$.	$\lvert F_n - F_i \rvert$.
A $16 f_d$	$+8 f_a$	Fort	Fort	Nul
A $8 f_d$	$+4\sqrt{2} f_a$	Moyen	Moyen	Faible
B $16 f_d$	$-8 f_a$	Fort	»	Très important
B o	$8 f_a$	Moyen	»	Important
B $16 f_d$	o	Fort	»	»
B $8 f_d$	$-4\sqrt{2} f_a$	Moyen	Négligeable	»

Le groupe A a fourni $u = 0,381 \pm 0,007$, le groupe B, $\beta = 0,65 \pm 0,10$. Cette valeur de β étant voisine de la valeur 2/3 correspondant à la répartition statistique, nous nous sommes crus autorisés à utiliser cette dernière dans la suite des calculs. Le tableau suivant montre qu'un accord excellent est obtenu entre facteurs de structure observés F_0 et calculés dans l'hypothèse de la répartition statistique F_c^s. La structure inverse, pour laquelle nous indiquons également les écarts entre intensités calculées et observées $F_0^2 - F_c^{i2}$, apparaît au contraire tout à fait incompatible.

	Structure statistique.	Structure inverse.	
Groupe A...........	$\frac{\Sigma \lvert F_0 - F_c^s \rvert}{\Sigma F_0} = 4,8\%$	$\frac{\Sigma \lvert F_0 - F_c^i \rvert}{\Sigma F_0} = 11\%$	-
hkl......	$\frac{\lvert F_0 - F_0^s \rvert}{F_0}$ %	$\frac{\lvert F_0 - F_c^i \rvert}{F_0}$ %	$\frac{\lvert F_0^2 - F_c^{i2} \rvert}{F_0^2}$ %
Groupe B 220.....	2,9	29	80
222.....	3,5	31	95
400.....	4,9	23	53
444.....	7,0	34	116
840.....	4,5	52	270
	$\frac{\Sigma \lvert F_0 - F_c^s \rvert}{\Sigma F_0} = 4\%$	$\frac{\Sigma \lvert F_0 - F_c^i \rvert}{\Sigma F_0} = 30\%$	-

Le caractère statistique de la distribution est confirmé par les observations complémentaires suivantes : une exposition photographique prolongée permet de faire apparaître deux raies très faibles (531 et 711 + 551) dont les intensités correspondent qualitativement à celles que l'on peut prévoir pour la structure statistique, alors qu'elles devraient rester inobservables dans le cas de la structure inverse.

La minimisation des erreurs par la méthode des moindres carrés a conduit à $u = 0,379 \pm 0,004$; $\beta = 0,666 \pm 0,07$.

La valeur de u est susceptible d'être améliorée mais la mesure d'un écart $\Delta\beta$ de l'ordre de 0,05 à la structure statistique réclamerait un nombre de données plus élevé, une plus grande précision, et surtout des valeurs précises des facteurs atomiques de structure.

En conclusion, le spinelle $MgGa_2O_4$ préparé à 1200° doit être considéré comme possédant la structure statistique proposée pour la première fois par Machatschki ([3]). La similitude des rayons ioniques des deux cations dans ce composé semble fournir une justification à ce résultat. Cette similitude est, d'autre part, en bon accord avec la valeur de u très proche de la valeur théorique 3/8.

(*) Séance du 6 mai 1957.
([1]) *Z. Krist.*, 82. 1932, p. 325.
([2]) *J. Chem. Phys.*, 15, 1947. p. 174.
([3]) F. MACHATSCHKI, *Z. Krist.*, 82, 1932, p. 398.
([4]) *Comptes rendus*, 230, 1950, p. 213.
([5]) G. E. BACON et F. F. ROBERTS, *Acta Cryst.*, 6, 1953, p. 57.
([6]) G. E. BACON et A. J. E. WELCH, *Acta Cryst.*, 7, 1954, p. 361.
([7]) *Philips Research Reports*, 8, août 1953, p. 304-320.
([8]) *Philips Research Reports*, 9, août 1954, p. 295-320; 9, octobre 1954; p. 321-365; 9, décembre 1954, p. 403-443.
([9]) *Thèse*, Université d'Utrecht, 1956.
([10]) Compagnie générale de Radiologie, Paris.

(Laboratoire de Chimie minérale, École nationale Supérieure de Chimie, Paris.)

GÉOLOGIE. — *Sur l'âge liasique des Calcaires à Brachiopodes siliceux du puits de Kralfallah, au Sud de Saïda (Algérie occidentale).* Note de MM. **André Gourion** et **Gabriel Lucas**, présentée par M. Charles Jacob.

En 1890 ([1]) A. Pomel, signale, dans son Explication de la 2e édition de la Carte géologique de l'Algérie au 1/800 000e, que M. l'Ingénieur Meunier a trouvé, à Tafaroua, dans un puits creusé par la Compagnie franco-algérienne, de nombreuses *Rhynchonella variabilis.* Elles provenaient d'une dolomie, située stratigraphiquement sous un Callovo-Oxfordien aujourd'hui bien connu, daté notamment au Dj. Irnem, près de Saïda. Tafaroua (Tafraoua) est situé à quelques kilomètres de Kralfallah, à environ 30 km au Sud de Saïda.

De ce moment, les citations de ce gisement se multiplient. J. Welsch, en 1889 à la Société Géologique de France, puis en 1890 dans sa Thèse ([2]) (p. 64-67), parle d'un puits creusé près de la gare de Kralfallah, à une profondeur de 40 m environ. « Parmi les matériaux retirés, il y avait, dit-il, des blocs de calcaires magnésiens et siliceux, colorés par un mélange de teintes grises, rouges, jaunes, etc. Ils étaient pétris de fossiles silicifiés, surtout de Brachiopodes. En traitant par un acide, j'ai pu obtenir quelques Rhynchonelles ». Ces Rhynchonelles « paraissent se rapporter à *Rh. varians* Sow., ... ressemblent aussi à *Rh. lotharingica* Haas et à *Rh. badensis* Oppel ».

Le Docteur Rothpletz, de Munich, consulté, pense que ces fossiles « peuvent peut-être se rapporter à une variété ou forme spéciale à l'Algérie », ce qui prouve que les déterminations n'étaient pas trop satisfaisantes.

G. B. M. Flamand, en 1911 [3], situe ce même puits à quelques centaines de mètres l'Est-Nord-Est de la gare de Kralfallah, et donne aux Rhynchonelles le nom de *Rh. lotharingica* Haas et Pietri, malgré les quelques différences qu'il note entre elles et les types de l'espèce.

Dans ces conditions, les trois auteurs cités concluent à l'âge bathonien des dolomies dans lesquelles le puits a été creusé.

Fort heureusement, un bon nombre d'échantillons de taille respectable de ce magnifique calcaire à coquilles siliceuses existent encore dans les Collections des Laboratoires de Géologie de la Faculté des Sciences d'Alger. Et quelle n'a pas été notre surprise, à l'examen de ces blocs, de constater que tous contiennent, parmi les Rhynchonelles bien conservées, d'autres Brachiopodes, des Spiriférines.

L'étude de la faune a donc été reprise entièrement et, après un dégagement à l'acide parfois très délicat, notamment pour les Spiriférines, moins bien silicifiées et plus fragiles, nous avons pu reconnaître cinq espèces différentes [4] : *Spiriferina möschi*, *Rhynchonella dunrobinensis*, *Rh. subconcinna*, *Rh.* cf. *fallax*, *Rh. sp.* Une cuvette trouvée aussi dans les Collections, avec l'étiquette « Kralfallah », contenait encore deux Brachiopodes non silicifiés, dans une gangue de calcaires argileux : le gisement est sûrement différent, c'est peut-être un gisement de surface; cependant la signification stratigraphique est la même : c'est *Aulacothyris spathula*. Toutes ces coquilles seront décrites par l'un de nous dans une revue des Brachiopodes liasiques de l'Algérie de l'Ouest, existant dans les Collections des Laboratoires de Géologie.

Spiriferina möschi Haas décrite du Sinémurien inférieur, s'étendrait d'après M. Corroy jusqu'au Charmouthien supérieur. L'un de nous l'a déjà citée du Lias moyen de la partie orientale du horst de Rhar Rouban.

Ni les Rhynchonelles, ni l'*Aulacothyris* n'ont, à notre connaissance, été déjà rencontrées en Algérie.

Rh. dunrobinensis Rollier serait du sommet du Lias inférieur; *Rh. subconcinna* Davidson du Lias moyen, montant peut-être dans le Toarcien (Provence, Lanquine); *Rh. fallax* Deslongchamps, dont se rapproche aussi notre *Rh. sp.*, est du Lias moyen; enfin *Aulacothyris spathula* Rollier est signalé dans la base du Lias moyen en Normandie, du Domérien moyen au Moyen Atlas.

Ainsi sommes-nous astreints à réfuter absolument l'âge bathonien—même en parlant de bajo-bathonien ou d'aaléno-bathonien [5] — des dolomies de Kralfallah, admis sans discussion depuis 1890 sur la foi d'une faune de Brachiopodes dont les Rhynchonelles avaient été insuffisamment étudiées,

et les Spiriférines — pourtant assez fréquentes — y étaient complètement ignorées. Il s'agit là en réalité de Lias moyen, peut-être assez bas; il faut le mettre en parallèle avec la masse inférieure des dolomies de Saïda ou de Tagremaret. Ceci implique un profond remaniement à entreprendre de la carte stratigraphique du grand plateau dolomitique et calcaire des Hassasna, où, selon toute certitude, la place du Lias a été méconnue au profit d'un prétendu Bathonien dolomitique, dont l'existence, qui ne reposait que sur ce seul gisement, devient parfaitement problématique.

(1) *Explication de la 2e édition de la Carte géologique provisoire de l'Algérie au 1/800 000e*, Alger, 1890, 218 pages, p. 23.

(2) *Les terrains secondaires des environs de Tiaret et de Frenda*, 1890, 200 pages, 1 carte, p. 64-67.

(3) *Recherches géologiques et géographiques sur le haut pays de l'Oranie et sur le Sahara*, Lyon, 1911, 1 001 pages, 16 planches, p. 477 et 905.

(4) Toutes les déterminations de Brachiopodes ont été vérifiées par M. le Chanoine G. Dubar.

(5) A. Clair, *Terres et Eaux, Suppl. Scient.*, n° 7, 1955-1956, 34 pages, 9 figures.

GÉOLOGIE. — *Corrélation des phénomènes marins et continentaux dans le Quaternaire marocain.* Note de MM. **Marcel Gigout** et **René Raynal**, présentée par M. Paul Fallot.

Le rapprochement des résultats acquis au Maroc occidental et oriental permet de dresser un tableau des transgressions et régressions marines, des périodes de creusement et alluvionnement fluvial, et des glaciations, toutes commandées par le climat dont les variations rythmées se sont répétées six fois au cours du Quaternaire.

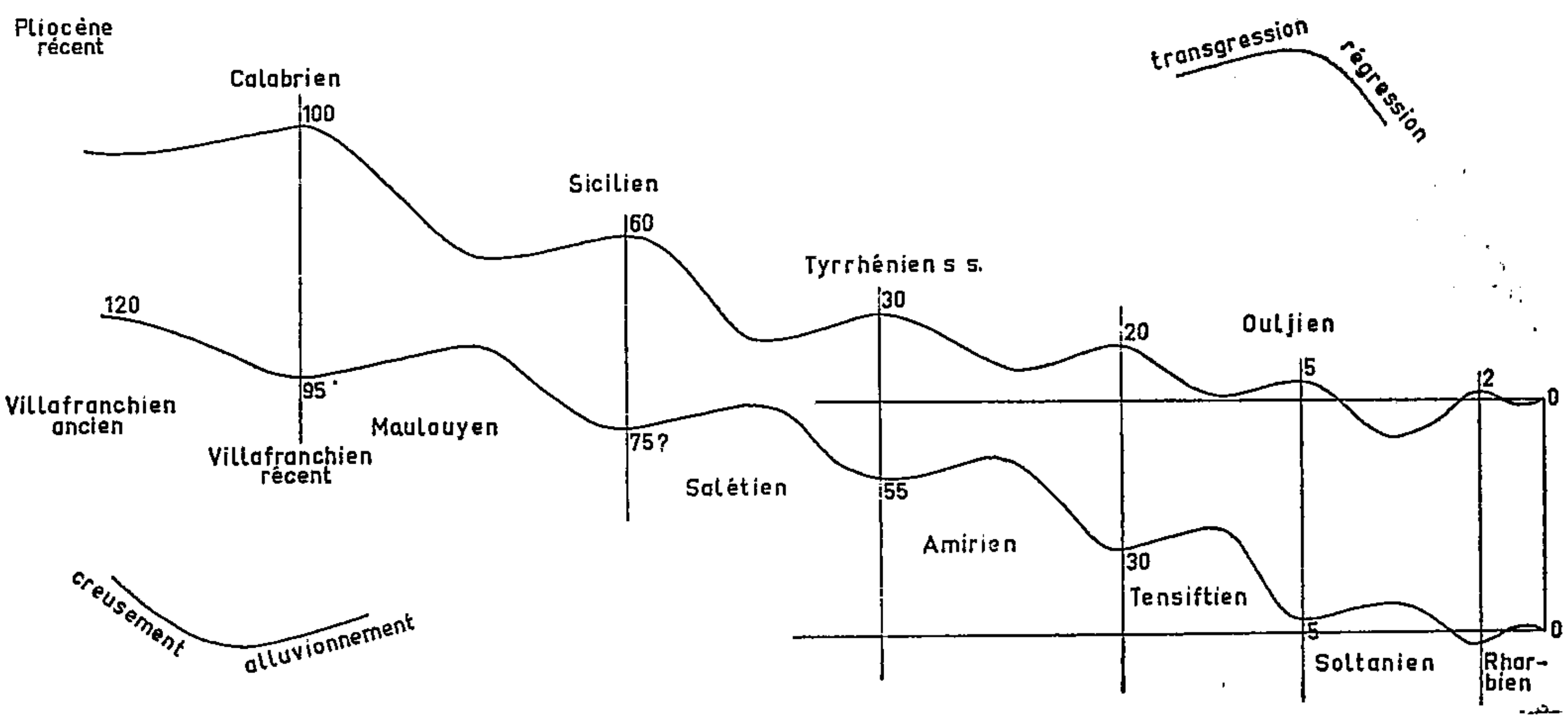
La comparaison, sur le terrain, du Quaternaire dans les deux régions que nous avions jusqu'alors étudiées séparément permet de lever des ambiguïtés, de confirmer les grands traits du Quaternaire marocain et les principes généraux de corrélation entre les phénomènes marins et continentaux (fluviatiles, périglaciaires ou glaciaires selon les cas).

Le Maroc atlantique est éminemment favorable à la distinction des épisodes du Quaternaire marin, travail avancé par un groupe de chercheurs. La méséta marocaine, notamment, est un pays tectoniquement stable, où nous avons obtenu la succession suivante (1) : 1, *Calabrien*, niveau maximum originel, 100 m environ; 2, *Sicilien*, 60 m; 3, *Tyrrhénien s. s.* 30 m; 4, *mer de* 15 *à* 20 m; 5, *Ouljien*, 5 à 8 m; 6, *mer de* + 2 m.

Au Maroc atlantique également, le raccord fluvio-marin a pu être établi formellement sur la stratigraphie des dépôts récents à l'embouchure du Bou-Regreg et de l'Oum-er-Rbia (2). Le principe est que les terrasses fluviales, de nature climatique, ne se raccordent pas à des plages de

maximums marins, mais à des niveaux de régression; la portion de la rivière influencée par les variations eustatiques est restreinte à la proximité de l'embouchure.

Dans le Maroc oriental, et spécialement le bassin de la Moulouya, des conditions climatiques moins humides dans l'ensemble ont permis un très beau développement des terrasses fluviales ainsi que de glacis de piedmont et de versant emboîtés. Nous avons reconnu, souvent sur la même transversale, six phases de creusement-remblaiement post-pliocènes, y comprise la phase néolithique ([3]). Au Maroc oriental, en outre, et en particulier en haute et en moyenne Moulouya, on peut observer le raccord entre les formations purement fluviatiles du Quaternaire, et celles qui résultent de processus périglaciaires ou glaciaires. Il a été ainsi établi que l'alluvionnement d'une terrasse fluviale ou d'un glacis correspond à une période de refroidissement et d'humidité accrue, c'est-à-dire à un pluvial ([4]).



Équivalences du Quaternaire marin et fluvial au Maroc atlantique et méditerranéen. *En haut*, Quaternaire marin. *En bas*, Quaternaire fluvial. Les courbes ne sont quantitatives que pour les altitudes indiquées. Pour les épisodes marins, les altitudes sont prises sur la méséta marocaine, par rapport au rivage actuel; on estime qu'elles ont une valeur absolue. Au contraire, pour les épisodes fluviaux, les altitudes relatives au lit actuel de l'Oum-er-Rbia à Sidi Saïd Maâchou, n'ont qu'une valeur locale, indiquant les proportions des diverses phases de creusement.

La corrélation entre nos deux domaines présentait des embûches. Elles tenaient à un développement inégal du dernier épisode d'encroûtement. Au Maroc atlantique, une croûte continue et épaisse peut exister sur le matériel ouljien; on la trouve toujours sur les formations calcaréo-gréseuses de cet âge dans le Sahel littoral, et elle se discerne, à l'état de poupées calcaires (croûte diffuse), sur les matériaux plus argileux, telles les alluvions fluviales. Au contraire, dans le Maroc oriental, bien que les croûtes aient de fortes épaisseurs et duretés au Quaternaire ancien et moyen,

l'encroûtement post-ouljien est généralement ténu, réduit à un léger enrichissement en granules calcaires; cependant un véritable feuillet de croûte existe à ce niveau dans des cas favorables. Par suite, l'expression « dernière croûte » était appliquée dans le Maroc occidental à la croûte post-ouljienne, et dans le Maroc oriental à la précédente. De même, les « limons rouges superficiels » du Maroc occidental, définis comme postérieurs à la dernière croûte, n'étaient pas l'homologue de tous les limons rouges dit grimaldiens du Maroc oriental : ceux-ci comprennent en outre les limons rouges ou roses à croûte ténue, équivalents des « dernières alluvions encroûtées » de l'Oum-er-Rbia par exemple [5]; ils représentent alors tout le dernier pluvial majeur.

Ces corrélations étant précisées, il est possible de rapprocher les six phases établies formellement dans la Moulouya des six phases soupçonnées dans l'Oum-er-Rbia [5] et par là des six transgressions marines quaternaires du Maroc atlantique (*voir* figure).

Une terminologie a été proposée récemment pour les épisodes continentaux [6]. On peut la conserver intégralement, à condition d'admettre les retouches suivantes : le Soltanien n'est pas seulement l'époque des limons rouges superficiels ou sub-aériens; il doit comprendre tous les limons de la dernière glaciation, ou dernier pluvial majeur, qui sont rouges ou roses; il se termine par l'encroûtement post-ouljien (croûte continue ou diffuse suivant les conditions locales), et les limons superficiels. Les croûtes calcaires ne sont donc pas « tout à fait exceptionnelles » au cours du Soltanien : elles sont moins importantes qu'aux épisodes antérieurs. D'autre part, le Rharbien, présenté précédemment comme un demi-cycle, est bien un cycle complet d'alluvionnement, encadré par deux phases de creusement fluvial [2].

Chacun des cycles quaternaires, à l'exclusion du Rharbien, comporte une phase d'encroûtement, qui se situe au début du creusement.

Les alluvions soltaniennes du bassin de la Moulouya, près de Taourirt, offrent une complication de détail; la succession des phénomènes est la suivante : *a*, dépôt d'alluvions à galets; *b*, alluvions fines; *c*, galets; *d*, creusement; *e*, encroûtement; *f*, alluvions fines, contemporaines des limons rouges sub-aériens du Maroc atlantique. On note le creusement accessoire, auquel doivent logiquement correspondre une transgression et un réchauffement légers; on y voit un des interstades du Würm européen.

Il est clair que le climat est le chef d'orchestre dans le jeu des fleuves, des glaciers, et de la mer, par l'eustatisme glaciaire. C'est un facteur général, de sorte que notre synthèse s'étend aux régions voisines. Une simplification peut intervenir par passage à des régions plus arides où les variations climatiques seront amorties. Des études récentes le font ressortir dans les régions présahariennes. Au contraire on peut s'attendre à une diversi-

fication dans des pays à climats plus variés que le Maroc. C'est ainsi qu'interviennent les divers interstades du Würm européen, dont nous ne connaissons encore au Maroc qu'une ébauche.

(1) M. Gigout, *Quaternaria*, 3, 1956, p. 77.
(2) M. Gigout, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2404.
(3) R. Raynal, *Biuletyn peryglacjalny*, n° 4, 1956, p. 143-162.
(4) R. Raynal, *Notes Serv. géol. Maroc*, 11, 1952, p. 58-59.
(5) M. Gigout, *Trav. Inst. scient. chérif.*, sér. géol. et géogr. phys., n° 5, 1956, p. 71.
(6) G. Choubert, F. Joly, M. Gigout, J. Marçais, J. Margat et R. Raynal, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 504.

GÉOLOGIE. — *Subductions et nappes simploniques.*
Note (*) de M. André Amstutz, présentée par M. Pierre Pruvost.

L'une des conclusions qui se dégagent de mon travail dans les Alpes occidentales a trait au mécanisme de formation des nappes et montre que les principales nappes de cette chaîne résultent de subductions plus ou moins cisaillantes suivies d'écoulement dans les dépressions créées par ces subductions elles-mêmes. Il me paraît donc nécessaire de bien distinguer dans les diastrophismes alpins : d'une part le phénomène *primordial* que constituent les subductions provenant vraisemblablement d'entraînement par les courants subcrustaux, et d'autre part le phénomène *complémentaire et amplificateur* que représentent les écoulements par gravité. Et il me paraît d'autant plus utile et important de bien faire cette distinction de causes et d'effets, qu'elle n'a apparemment jamais été faite jusqu'à présent dans les considérations émises tant sur la schistosité en général que sur le mode de formation des nappes.

Comme pour prouver clairement ce qui précède, un très bel exemple de subduction cisaillante créatrice de nappe apparaît dans les masses simploniques de la vallée de Bognanco, entre les parties radicales des nappes Verosso-Berisal et Monte-Leone. Dans un espace aisément accessible, on y voit, en effet, qu'au-dessous de la surface principale de cisaillement, les gneiss Monte-Leone sont très fortement laminés, étirés, et que leur schistosité est bien parallèle à cette surface, avec cependant un amortissement graduel lorsqu'on s'en éloigne; tandis qu'au-dessus du Mésozoïque laminé qui recouvre ces gneiss, les strates gneissiques ou mésozoïques de la nappe Verosso rencontrent la surface de cisaillement avec des angles variant de 0 à 90°, parfois avec des ondulations et des plissottements intenses mettant en relief les froncements et autres compressions qu'ont subies en certaines zones ces parties sus-jacentes. En somme, un aspect typique de subduction cisaillante simple, avec étire-

ment dans les parties inférieures et tendances à la compression au-dessus. Tandis qu'au-delà de ces parties radicales, les involutions de ces nappes simploniques [1] mettent en évidence un régime d'écoulement par gravité et une création de structures de type tout différent, probablement avec des variations de texture et de schistosité analogues à celles qui me sont apparues dans le massif de l'Emilius : déformations et schistosités intenses près des surfaces de glissement, et cependant, dans le voisinage, malgré leur longue migration, des paquets de roches glissées en blocs et préservées de déformations, contenant par exemple des textures pipernoïdes, des enclaves volcaniques et des stratifications antéalpines, très belles.

Cette façon nouvelle d'envisager le mécanisme de formation des nappes et de considérer les relations de cause à effet s'avère extrêmement utile pour comprendre la forme et la schistosité de nombreux éléments constitutifs des Alpes, tant chronologiquement que spatialement; mais ici limitons-nous à la zone radicale des nappes simplo-tessinoises et constatons que cette façon de voir donne une explication claire et complète des faits suivants, qui jusqu'à présent s'expliquaient mal ou ne s'expliquaient pas du tout :

1° La minceur extraordinaire de la nappe Lebendun par rapport à son extension. Elle résulte de deux subductions cisaillantes faites successivement et côte à côte.

2° Le manque de racines à l'arrière de cette nappe et de ses équivalents orientaux, les nappes Lucomagno et Nara. C'est évidemment le résultat de la coupure de 3_2 par 3_3.

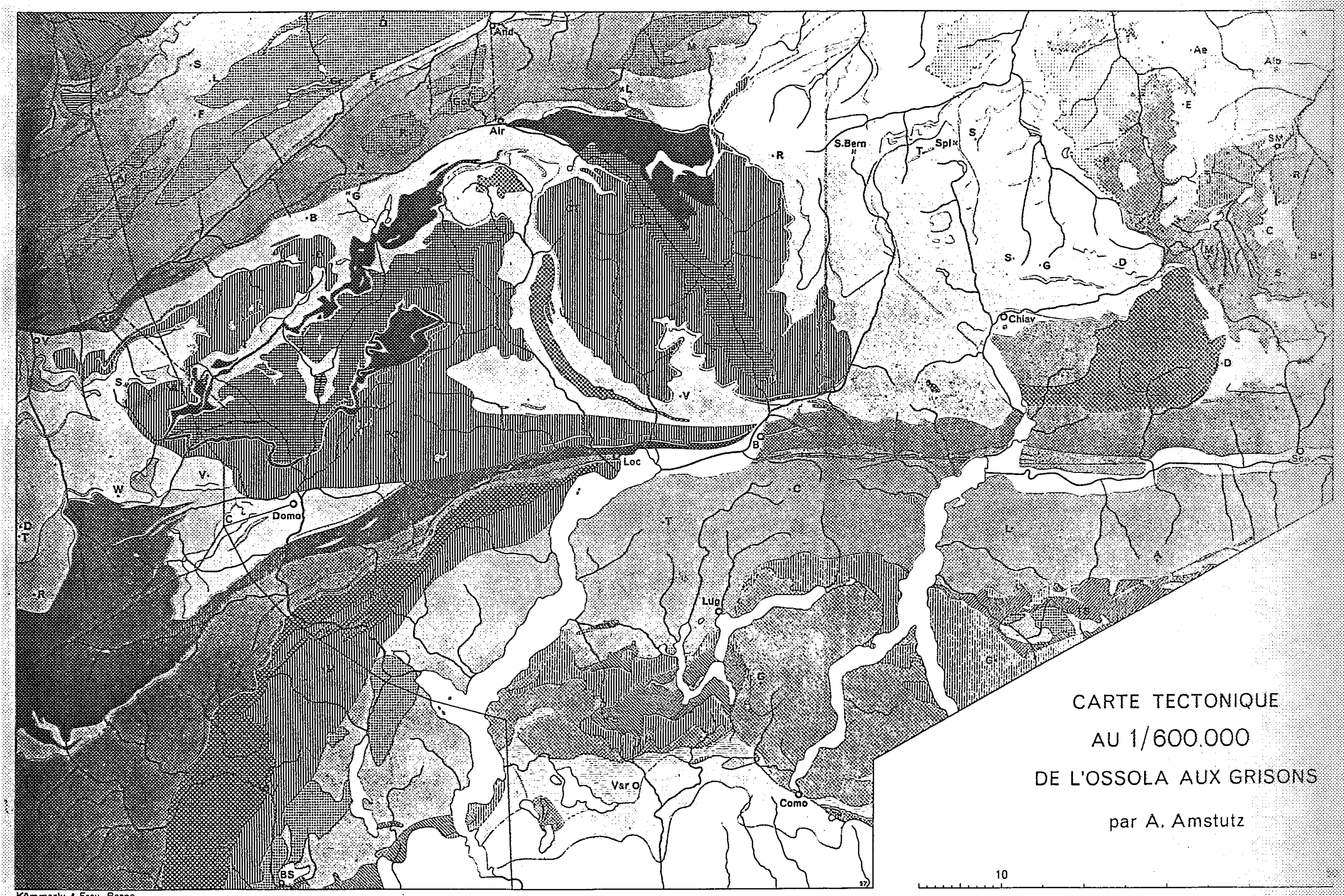
3° L'allure approximativement parallèle des surfaces-limites et des schistosités dans toutes les nappes qui s'étagent au-dessous de la nappe Verosso; laminage et cisaillement étant connexes.

4° La coexistence de ce parallélisme et du sectionnement des strates Verosso à leur base; ces subductions simploniques n'ayant laminé que les parties inférieures à la surface principale de cisaillement et n'ayant donc pas détruit la structure des parties sus-jacentes.

5° La diminution graduelle de la schistosité lorsqu'on passe du dos à la base des nappes Monte-Leone et Antigorio; les effets de la subduction s'amortissant graduellement lorsqu'on s'éloigne de la surface de cisaillement.

6° La coupure des surfaces Saint-Bernard-Mont-Rose et Sesia-Saint-Bernard au dos de la nappe Monte-Leone, dans le Val Bognanco, le Val Vigezzo et près de Roveredo.

Le dernier groupe de faits met en évidence les trois phases tectogènes penniques que je distingue depuis quelques années en me basant sur une série d'observations nouvelles faites dans le Val d'Aoste, l'Ossola et ailleurs [2]. Tout d'abord, la phase des recouvrements Saint-Bernard-Mont-Rose, qui se sont faits pendant le Jurassique, surtout à la fin, et qui ont été



CARTE TECTONIQUE

AU 1/600.000

DE L'OSSOLA AUX GRISONS

par A. Amstutz

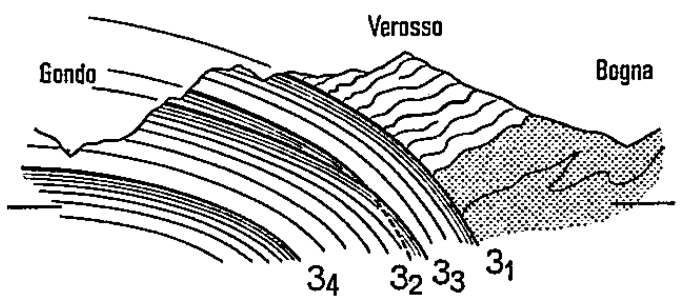
Kümmerly & Frey, Berne

Légende		Phases
N.Morcles		probablement fin 6, mais peut-être début 7 = Phase périalpine, miocène-pliocène.
N.Wildhorn Massif de l'Aar: mésozoique (éocène?) paléozoique granites pp.pc.		**6.** Phase Chamonix-Sion-Urseren, oligocène: subductions Z.Aar sous Z.Gotthard, plissements de l'Helvétique et écoulement secondaire des N. préalpines ébauchées lors de la 5me phase. (coupure de 5 par 6 entre Brigue et Martigny)
Massif du Gotthard: mésozoique paléozoique granites pp.pc.		**5.** Phase Courmayeur-Airolo, éocène: subductions Z.Mont-Blanc et Z.Gotthard sous masses SB et masses simploniques, et création des N. Médianes, Brèche et Simme à l'état embryonnaire.
Mésozoique pennique		(par rapport aux sédiments les ophiolites sont beaucoup plus abondantes dans la zone Mont-Rose que dans la zone Saint-Bernard)
Verosso-Berisal et Adula Monte-Leone et Simano Lebendun, Lucomagno et Nara Antigorio et Leventina Soubassement de Verampio		**3.** Phase simplonique, au Mésocrétacé: quatre subductions cisaillant le complexe SB/MR, suivies d'écoulement dans la dépression créée par cette série de subductions. (coupure de 2 par 3 près de Malesco et de Roveredo)
Masses Saint-Bernard Masses Mont-Rose	précarbonifère en partie migmatisé, et couverture postorogénique hercynienne en grande partie rhyodacitique	**1.** Déversements SB/MR lors d'une Première phase tectogène, au Jurassique, surtout à la fin.
Zone Sesia; N.Margna N. Sella et Platta N. Err et Bernina N. du Schams autres éléments		**2.** Deuxième phase tectogène, à l'Eocrétacé: plusieurs subductions du Complexe SB/MR sous Z.Sesia, beaucoup moins importantes dans l'Ossola-Tessin que dans les segments contigus. Ecoulements jusqu'à la fin du Crétacé (Dent-Blanche, Schams, etc.) (Des retroussements apparaissent dans les déversements SB/MR du Val d'Aoste)
mésozoique; rhyodacites, granodiorites connexes, et autre permocarbo	Canavese	**5'.** Subduction Z. d'Ivrée sous Z. Sesia, éocène. (**4** étant une phase de plissement transversal, néocrétacée)
diorites, etc. kinzigites, etc.	Zone d'Ivrée	
gneiss et micaschistes granites et diorites pc. rhyodacites, etc. pc. autre permocarbonifère	Zone des Lacs	
Mésozoique sudalpin crétacé jurassique trias Eocène		**5'** et **6'**. Diastrophismes éocènes et oligocènes (des déformations du même genre s'étant probablement déjà faites antérieurement, au Mésocrétacé notamment)
Oligocène-pliocène		**7'**. Inclinaison de l'oligocène (Phase périalpine, miocène-pliocène)

Intrusions granitiques et dioritiques alpines

N.B. Celles des nappes simploniques, dans le Val Maggia, sont connexes des plissements transversaux du Splugen et du San-Bernardino, qui appartiennent à une Quatrième phase tectogène, probablement néocrétacée.
(En attendant les coupes et le texte, voir Arch. sc. t.7, p.411 et t.8, p.417)

essentiellement sous-marins, comme le démontre l'absence de conglomérats dans la couverture mésozoïque MR engagée sous les gneiss SB (Grivola, Antronapiana, etc.). Ensuite, dans une Deuxième phase tectogène, probablement éocrétacée : la grande inversion que j'ai mise en évidence dans



Quatre subductions cisaillantes dans le complexe SB/MR lors d'une Troisième phase tectogène, 3_1 créant la N.Verosso, 3_2 la N.Monte-Leone, 3_3 la N.Lebendun, et 3_4 la N.Antigorio.

NB. Le dos des nappes Monte-Leone, Lebendun et Antigorio s'est formé avant leur base ! avec une schistosité parallèle à la surface de cisaillement et graduellement décroissante lorsqu'on s'en éloigne.

les *Comptes rendus* du 5 mai 1952, et les subductions du complexe SB/MR sous la zone Sesia, qui ne semblent pas avoir été de grande envergure dans le segment Ossola-Tessin, mais qui sont à l'origine des grands écoulements de masses Sesia dans les segments contigus, avec des retroussements de digitations SB dans le Val d'Aoste. Puis, dans une Troisième phase tectogène, probablement mésocrétacée : les quatre subductions simploniques, caractérisées sur les bords du segment Ossola-Tessin par un enfoncement latéral concomitant des subductions ([3]) et caractérisées aussi par une orientation différente de celle des subductions précédentes, qui permet à 3_1 de sectionner 1, 2_1 et 2_2 près de Bognanco, Roveredo et S. Maria Maggiore ([4]).

(*) Séance du 25 mars 1957.

([1]) Je pense ici aux plis du Wasenhorn et du sommet Monte-Leone, et non aux plis frontaux qui vont de Gebidem à Binn, etc. Car ces derniers résultent de compressions faites lors de la phase éocène Airolo-Courmayeur dans les parties situées au-dessus des surfaces de cisaillement.

([2]) Observations indiquées dans *Archives des sciences*, 1954, p. 411 ; 1955, p. 417, et mentionnées dans *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 888, 967 et 1060.

([3]) Cet enfoncement et les formes convexes qui en résultent près de Bognanco et Roveredo pour le dos des nappes M. Leone et Simano, proviennent vraisemblablement des actions latérales qu'ont dû créer les différences longitudinales d'épaisseur du bourrelet infracrustal lors même des subductions; et ceci ne doit pas être confondu avec les inclinaisons axiales résultant d'ajustements isostatiques.

([4]) Par une coupure oblique du même genre, on peut aisément comprendre que des racines de nappes préalpines n'aient jamais été trouvées dans la zone de Sion entre Nendaz et Viège, et l'on peut ainsi résoudre une question troublante qui jusqu'à présent était restée sans réponse. Il appert, en effet, que les nappes préalpines s'enracinent dans la zone mésozoïque de Courmayeur-Airolo et qu'elles résultent de subductions éocènes faites côte à côte, tandis que les nappes helvétiques, issues de la zone Chamonix-Sion-Urseren, résultent sans doute de subductions oligocènes. Et, partant, il ressort de la disposition actuelle de ces zones que la partie médiane et arquée de la zone Courmayeur-Airolo a été coupée par les subductions Chamonix-Urseren; ce qui implique évidemment la destruction des racines de nappes préalpines qui se trouvaient là. C'est donc bien le moment, me

semble-t-il, de renoncer à l'habitude qui règne encore d'enraciner les nappes helvétiques sur le flanc méridional du Mont-Blanc, et ce serait sans doute bien le moment aussi de comprendre qu'il ne peut y avoir de bonne explication spatiale et chronologique pour l'origine et la schistosité des nappes helvétiques et préalpines, que par le mécanisme des subductions et de leurs écoulements consécutifs, ce mécanisme dont le principe a été énoncé plus haut pour le domaine pennique.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Dynamique actuelle de la glace sur les rives du Saint-Laurent (érosion et sédimentation).* Note de M. **Michel Brochu**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Un cycle d'observations pour l'hiver 1956, sur les rives du Saint-Laurent, a montré que la glace d'hiver a un très important pouvoir d'érosion et partant de sédimentation surtout pour les éléments de dimension fine (sable et argile) : une couche de 0,03 à 0,10 m est enlevée chaque hiver sur les fonds sableux et vaseux des estrans (c'est une prise en charge de 0,5 à 1 kg de sédiment pour 1 m³ de glace).

J'ai tenté précédemment [1] d'expliquer la genèse de la mise en place des alignements simples, doubles, parfois triples de blocs rocheux qui se situent à la limite de basse mer, sur les rives du Saint-Laurent (région de Québec); il s'agit vraisemblablement de déplacement de blocs déposés sur l'estran par les glaces flottantes, puis poussés par celles-ci, la gravité aidant, jusqu'à la zone limite de basse-mer où se forment les alignements par concentration des blocs : en effet, au-delà de cette limite, l'action de poussée des glaces, par raclage sur le fond, ne peut plus s'exercer, parce que l'eau devenant trop profonde, la glace se met à flotter et abandonne les blocs sur place selon des alignements assez nets.

Dans un récent travail effectué pour le compte de l'Institut Arctique d'Amérique du Nord, j'ai été amené à étudier statistiquement, dans une zone située à 20 km en amont de Québec, le déplacement saisonnier de blocs par les glaces de dérive, de même que le pouvoir d'érosion et les apports en sédiments de celles-ci, dans la zone de balancement des marées, laquelle se partage en deux parties : la partie supérieure recouverte de sable, ou de boue au fond des baies, ou bien se présentant comme une plate-forme littorale arasée de schistes paléozoïques, la partie inférieure caractérisée par des alignements simples, doubles, parfois triples, de blocs rocheux se situant à la limite de basse-mer [1].

Méthodes. — Pour observer de façon précise les déplacements de blocs par les glaces, des repères à la peinture ont été portés à l'automne 1955, dans une aire déterminée (environ 100 m²) sur cinq séries de blocs dont la disposition a été reportée sur croquis. Au printemps 1956, un contrôle a été effectué sur les changements intervenus au cours de l'hiver : déplacement, apports ou érosion par la glace. Un relevé aérien (de 25 km) des

alignements de blocaux des deux rives a été effectué pour constater la généralité du phénomène.

La glace. — Voici les caractéristiques de la glace, qui est ici l'agent de transport de sédimentation et d'érosion considéré : dans la région étudiée, la glace, de la mi-décembre au début d'avril, prend complètement la zone de balancement des marées; elle dérive au centre du fleuve en radeaux pouvant atteindre 400 à 600 m^2, au gré des marées, ceci jusqu'à Trois-Rivières; en amont de cette ville, le Saint-Laurent est gelé de part en part; la glace de dérive, ou celle soudée au littoral, a une épaisseur moyenne de 1,30 à 1,75 m, mais peut former des amoncellements de 5 à 10 m^3.

Voici les résultats d'observation de printemps 1956 :

A. *Apports nouveaux.* — A la partie supérieure de la zone de balancement des marées, la glace a déposé : 1° de nombreuses mottes de terre incluant plantes et racines (longueur et largeur 0,25 à 0,50 m; épaisseur 10 à 12 cm); la densité relative de ces dépôts est de 1 ou 2 par 100 m^2; 2° un bloc granitique de 0,75 m de diamètre.

A la partie inférieure de la zone des alignements rocheux : 1° quelques mottes de terre; 2° un bloc de calcaire (longueur 50 cm, largeur 0,35 m, épaisseur 0,12 m) observé à proximité immédiate d'une série de blocs marqués à la peinture.

B. *Déplacements.* — Bien que la peinture ait été en bonne partie arrachée par la friction des glaces de dérive, ce qui en a subsisté a permis de vérifier que la totalité des blocs marqués, dans la zone des alignements rocheux, est restée en place.

C. *Observation de la glace sur la tranche.* — L'examen de la tranche des radeaux de glace échoués sur l'estran, de même que celle de la banquise encore soudée à la rive, a montré que la base de la glace emprisonnait, dans plusieurs cas, une couche de 0,10 à 0,30 m de terre, de sable et de boue il a été possible de constater; quelques exemples où deux ou trois couches de sédiments étaient superposées à l'intérieur de la masse de la glace : j'ai évalué que 1 m^3 de glace peut prendre en charge 0,5 à 1,5 kg de sédiments fins.

Interprétation et conclusion. — Une année d'observation laisse dégager les résultats suivants :

1° La glace semble opérer très peu de déplacement dans la zone des alignements de blocs (du moins d'après contrôle sur cinq séries de blocs-repères marqués à la peinture).

La raison semble être que cette zone en est essentiellement une d'accumulation des blocs, et qu'une fois mis en place dans cette zone, ils sont probablement retenus au fond (phénomènes de succion et de gel) par la couche de sable et de boue; d'autre part, leur grande concentration

empêche en partie la glace de les englober complètement et de les prendre en charge.

2° Relativement aux apports par la glace :

a. le nombre de nouveaux blocs apportés par la glace semble peu important (deux blocs observés seulement);

b. par contre, le transport en sédiments fins, y compris des plantes et des racines se présentant en couches de 0,10 à 0,30 m à la base des radeaux de glace, est incomparablement plus considérable que celle des sédiments grossiers et représente de ce fait, un pouvoir d'érosion annuel d'une tranche d'épaisseur égale (0,10 à 0,30 cm) sur les fonds sableux et argileux, ce qui à raison de 0,5 à 1 kg/m^3 équivaut, pour le Saint-Laurent, à un potentiel de milliers de tonnes de sédiments arrachés et transportés par la glace, qui de ce fait, doit être considéré comme un très puissant agent d'érosion et de sédimentation fluviale.

Il est à retenir que le pouvoir de transport de la glace semble croître de façon inversement proportionnelle à la taille des éléments; si cette loi est une réalité, il serait de grand intérêt de vérifier si elle ne s'applique pas également au cas des glaciers d'inlansis actuels et fossiles, et en outre, dans quelle mesure elle est valable pour la dynamique actuelle des glaces de mer dans les régions arctiques.

(1) *Revue de Géomorphologie dynamique*, 1954, n° 2, 5e année.

(Institut de Géographie de l'Universite de Strasbourg.)

SÉDIMENTOLOGIE. — *Des cycles sédimentaires et de trois modes de sédimentation argileuse.* Note de M. **Georges Millot**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Deux cycles sédimentaires sont comparés et se révèlent irréductibles l'un à l'autre. Les argiles admettent une origine détritique dans chacun de ces deux cycles. De plus elles peuvent être néoformées. L'évolution tectonique des continents préside à ces trois possibilités.

1. Les cycles sédimentaires. — 1° *La série virtuelle générale.* — L'analyse stratigraphique séculaire montre que les sédiments se déposent dans un ordre typique : sables, argiles, minerai de fer, carbonates, évaporites. V. M. Goldschmidt (1) a présenté cette succession en termes géochimiques, comme le résultat d'une analyse semi-quantitative. Précisant les définitions A. Lombard (2) parle de série virtuelle générale ou normale.

J'ai eu l'occasion (3) de commenter ce cycle en termes de géodynamique. Après une phase orogénique, le relief est vigoureux et les eaux sont rapides :

les sables se déposent en bordure des continents. Puis, le relief diminuant, l'énergie des eaux faiblit : on passe au dépôt des argiles. Le continent se pénéplane et peut, si le climat est favorable, se latéritiser. La dégradation et le transport de ces latérites me parurent, dès 1949, expliquer la présence facultative des minerais de fer en ce point du cycle. Ensuite le régime des eaux ne permet plus qu'un transport de matériaux en solution : on parvient aux carbonates et aux dépôts salins.

2° *La série évolutive d'origine pédologique.* — H. Erhart (4) a présenté récemment une interprétation de la sédimentation correspondant à d'autres faits. L'origine des matériaux ne se trouve plus dans la matière des continents eux-mêmes, mais dans les sols qui les recouvrent. L'exemple le plus frappant est celui de la sédimentation périphérique aux continents en voie de latéritisation. Sur ces derniers, la forêt tropicale s'oppose à toute érosion et met en réserve une phase résiduelle. En même temps les eaux d'infiltration dissolvent ou hydrolysent les minéraux des roches et évacuent une phase migratrice : alcalins, alcalinoterreux et silice.

L'évolution de ce paysage règle la sédimentation : tant que la forêt est stable (biostasie), la phase migratrice alimente des dépôts carbonatés, parfois siliceux. Si la forêt se dégrade (rhexistasie), la phase résiduelle émigre : fer sidérolithique et argiles kaoliniques. Si le relief est rajeuni (postrhexistasie), arkoses et conglomérats surviennent. H. Radier (5) dans le bassin de Gao illustre ce cycle d'une manière saisissante.

3° *Comparaison.* — Si les lettres S (sables), A (argiles), O (oxydes de fer) et C (carbonates) représentent les étapes principales de ces séries, leur succession et leur répétition aboutit au schéma suivant :

Série de Goldschmidt-Lombard : SAOC.SAOC.SAOC;

Série de Erhart : COAS.COAS.COAS.

On voit que ces deux séries sont irréductibles l'une à l'autre. On pourrait alors penser que la seconde équivaut à la première sous sa forme négative définie par Lombard dans les séries régressives. On peut démontrer qu'il n'en est rien, car les mêmes lettres symboliques représentent en fait des faciès d'allure différente : dans l'un et l'autre cycle le fer sidérolithique est distinct du minerai de fer sédimentaire marin; les argiles des deux cycles divergent, etc. Il semble bien que nous ayons là deux cycles ou deux séries sédimentaires différentes, qui existent, toutes deux, dans la nature. L'avenir nous dira cependant si certaines étapes, comme celles des carbonates, ne peuvent pas converger.

2. La place des argiles dans les cycles sédimentaires. — 1° *Les argiles détritiques issues de l'érosion des continents.* — Dans notre premier cycle, ou série virtuelle générale, les argiles sont détritiques; elles succèdent aux sables et précèdent les carbonates. La question de savoir si des modifications chimiques interviennent ou si des néoformations s'y ajoutent est

intéressante, mais seconde. Ces mécanismes surnuméraires éventuels ne feraient que modifier un apport fondamental du continent, éventré par une érosion vigoureuse, après une orogénie intense. La nature de ces argiles coïncide avec leur origine : mélange statistique des constituants des continents [Rivière ([6])] : chlorite, illite, minéraux interstratifiés, kaolinite : l' « héritage » domine [Millot ([7])].

2° *Les argiles issues de l'érosion des sols.* — Dans le second cycle, biorhéxistasique, les argiles suivent les carbonates et précèdent les détritiques. Elles sont originaires des sols. Dans l'exemple choisi plus haut, elles sont issues de sols latéritiques et franchement kaoliniques. D'autres cas sont possibles. Les sols de savane donneraient de la montmorillonite (H. Erhart, 1956). L' « héritage » subsiste, mais on hérite de la couverture pédologique du continent. G. et H. Termier ([8]) et H. Radier ([5]) remarquent justement que ce schéma ne vaut que pour des aires stables soumises à de faibles oscillations.

3° *Les argiles de néoformation.* — La troisième origine possible pour les argiles sédimentaires est la néoformation. Les minéraux argileux s'édifient de toutes pièces à partir des produits dissous dans l'eau.

En dehors de l'exemple typique de la glauconie, celui des attapulgites est de mieux en mieux connu. Lacustres ou marines, les attapulgites sont toujours liées aux faciès chimiques calcaires chargés en silex. La montmorillonite peut apparaître et, en milieu marin, le faciès phosphaté peut survenir. Une étude sédimentologique récente ([9]) permet de considérer ces argiles comme néoformées, car on a montré qu'elles ne peuvent provenir ni du continent, ni des sols.

Mettant en jeu des mécanismes chimiques, la néoformation des argiles sera surtout caractéristique des étapes chimiques ou biochimiques des séries ou séquences sédimentaires. Les argiles viennent alors se mêler aux autres faciès : oxydes de fer (S. Caillère et S. Henin ([10]), carbonates, évaporites. Elles peuvent s'y interstratifier.

3. Conclusion. — Trois origines sont ainsi dénombrées pour les argiles sédimentaires. Les deux premières sont détritiques, la troisième chimique. L'évolution tectonique régionale semble présider à ces diverses possibilités.

La série virtuelle générale correspond aux érosions d'un continent jeune, bouleversé par une érosion vigoureuse. La série sédimentaire d'Erhart dépend de l'évolution pédologique de continents stabilisés, oscillant à peine selon des mouvements tectoniques d'ensemble.

Dans l'une ou l'autre de ces séries types, des néoformations peuvent survenir. Elles seront surtout accessibles à nos investigations pendant les périodes de calme, où les eaux de ruissellement, de lessivage ou de percolation n'entraînent plus que des substances dissoutes. Les argiles

néoformées caractérisent le calme tectonique et la sédimentation chimique ou biochimique.

Il est sûr que ces mécanismes, en dehors des cas extrêmes, rivalisent. Ils additionnent ou soustraient leurs effets : c'est pourquoi la tâche des sédimentologistes qui tentent de démêler ces rivalités est loin d'être terminée.

(1) *J. Chem. Soc.*, 1937, p. 655 et *Soil Science*, 60, 1945, p. 1-7.
(2) A. LOMBARD, *Rev. Inst. franç. Pétrole*, 1953, Coll. Sédim. Num. spéc.; et *Les séries marines*, Masson, Paris, 1956.
(3) *Rev. Géol. app. et prosp. min.*, Nancy, 1949, 2, nos 2, 3, 4.
(4) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1218 et Masson, Paris, 1956.
(5) *Thèse Sciences*, Strasbourg, 1957.
(6) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4, 1954, p. 467.
(7) *Cong. Géol. Intern.*, C. I. P. E. A., 1952, p. 163.
(8) *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6, 1956, p. 451.
(9) G. MILLOT, H. RADIER et M. BONIFAS, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 1957 (sous presse).
(10) *Congrès Géol. Int.*, C. I. P. E. A., 1952, p. 57 *Bull. Gr. franç. des argiles*, 6, 1955, p. 23.

(Institut de Géologie de l'Université de Strasbourg.)

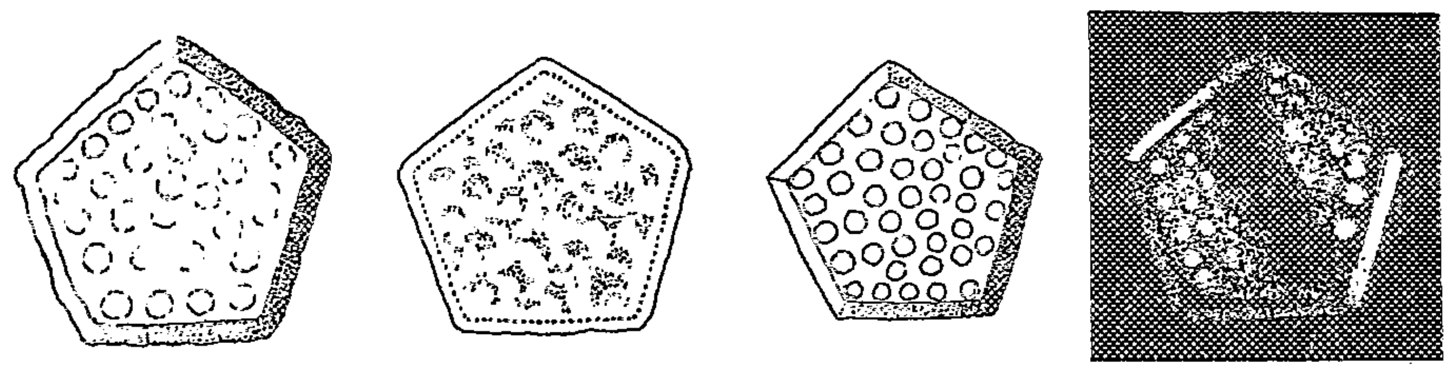
MICROPALÉONTOLOGIE. — Goniolithus *nov. gen., type d'une famille nouvelle de Coccolithophoridés fossiles, à éléments pentagonaux non composites.* Note (*) de M. GEORGES DEFLANDRE, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans les pentalithes simples de *Goniolithus fluckigeri* n. g. n. sp., les cristallites de calcite s'approchent de la disposition héliolithique, d'où une différence fondamentale entre les Goniolithidés f. n. et les Braarudosphæridés, dont les pentalithes composites ont des cristallites à disposition ortholithique.

L'étude des microfossiles calcaires de très petite taille appartenant aux Coccolithophoridés, ou paraissant au moins apparentés à cette Classe de Flagellés nannoplanctoniques, révèle peu à peu l'existence de formes très diverses, inconnues dans les mers actuelles et qui peuvent, en majorité, être considérées comme éteintes. Certaines ont parfois une morphologie particulièrement significative. C'est le cas d'un type nouveau, découvert simultanément dans une argile oligocène de Limans (Basses-Alpes) et dans une marne de l'Éocène supérieur provenant d'un sondage de Wöhrden-Holstein (Allemagne du Nord), à 605 m de profondeur.

Goniolithus nov. gen. [espèce type : *G. fluckigeri* n. sp. (1)] est représenté par des éléments de coque en forme de minuscules plaquettes pentagonales de 6 à 7 μ environ, granuleuses ou ponctulées, à bords obliques comme ceux des pentalithes du genre *Braarudosphæra* Defl. décrits ici il y a une dizaine d'années (2). Mais, alors que les pentalithes des Braarudosphæridés

sont typiquement composites et formés de cinq segments égaux, trapézoïdaux (*Braarudosphæra*) ou triangulaires (*Micrantholithus*, *Pemma*), les éléments de *Goniolithus* sont monoblocs ([3]). En outre, la texture de la calcite *est toute différente.* Dans chacun des segments d'un pentalithe composite classique, les cristallites de calcite sont, comme je l'ai montré en 1947, disposés parallèlement entre eux (structure ortholithique).



1 2 3 4

Fig. 1 à 4. — Coccolithophoridé fossile : *Goniolithus* nov. gen. *flückigeri* n. sp. Éléments de coque isolés 1, holotype, Oligocène, tuilerie de Limans (Basses-Alpes); 2 à 4, syntypes, Éocène supérieur, sondage de Wöhrden, Holstein (Allemagne), profondeur 605 m. Fig. 1, 3, 4, face externe; fig. 2, face interne; fig. 4, lumière polarisée, nicols croisés. Grossissement : 3 750 env.

Un axe est très probablement *parallèle* aux deux grandes faces, l'autre étant *oblique* par rapport aux côtés du trapèze (ou du triangle) ([4]). Bien que n'ayant pas encore pu examiner un pentalithe simple de *Goniolithus* en vue latérale, par la tranche, l'aspect en lumière polarisée entre les nicols croisés (*fig.* 4) et les phénomènes observés avec la lame sensible R. I., m'autorisent à admettre que les cristallites ont une disposition *oblique* par rapport à la surface et *rayonnante* par rapport au centre du pentagone.

Il est très possible que cette structure héliolithique manque de régularité. Un comportement optique analogue se retrouve chez certains Discoastéridés assez minces, par exemple *Discoaster multiradiatus* Bram. et Ried.

On voit combien les pentalithes simples de *Goniolithus* diffèrent profondément à la fois des pentalithes composites des Braarudosphæridés et des coccolithes à structure héliolithique normale.

Nous ne connaissons pas encore la coque entière de *Goniolithus.* Par analogie avec *Braarudosphæra* (contours et bords inclinés des éléments étant identiques), on peut la considérer comme très vraisemblablement dodécaédrique et par conséquent de morphologie semblable à l'espèce actuelle *Pontosphæra bigelowi* Gran et Braarud, que j'ai prise pour type du genre *Braarudosphæra.* Il n'y a toutefois pas lieu de revenir sur cette identification, l'un des auteurs (T. Braarud) ayant accepté ma façon de voir, admettant implicitement que la structure composite des pentalithes avait été initialement méconnue. Mme Karen R. Gaarder a d'ailleurs retrouvé récemment des spécimens de *Br. bigelowi* ([5]) conformes à ma

description, chez lesquels elle a, par ailleurs, constaté la présence de chromatophores.

Par suite de ses caractères singuliers, le genre *Goniolithus* ne trouve place dans aucune des familles connues. Je crée donc pour lui la famille nouvelle des *Goniolithidæ* (6). Provisoirement cette famille se situera dans l'Ordre des *Heliolithæ*, reliant peut-être celui-ci à l'Ordre des *Ortholithæ* (analogie de forme avec *Braarudosphæra*, analogie de structure avec certains *Discoaster*).

La mise au point de nos connaissances que j'ai faite en 1952 (7) s'avère d'ores et déjà largement dépassée, grâce à la fois aux progrès réalisés au moyen du microscope électronique et à ceux dus à l'étude des formes fossiles.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) Espèce dédiée à M. Frédéric Fluckiger, architecte à Forcalquier, à qui je dois la connaissance du gisement (carrière de la Combette, tuilerie de Limans, Basses-Alpes).

(2) G. DEFLANDRE, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 439.

(3) Je ne pense pas qu'il y ait lieu de créer pour eux un terme nouveau : on les appellera pentalithes *simples*, ceux des Braarudosphæridés étant des pentalithes *composites*.

(4) *Cf.* E. KAMPTNER, *Arch. f. Prot.*, 100, 1954, p. 48.

(5) K. R. GAARDER, *Rep. Sc. Res. Michael Sars Exp.* 1910, 2, n° 4, 1954, p. 5.

(6) *Goniolithidæ* fam. nov. (*Goniolithaceæ*, nomenclature botanique). Caractères du genre type *Goniolithus* Defl.

(7) Classe des Coccolithophoridés in P.-P. GRASSÉ, *Traité de Zoologie*, 1, (1), 1952, p. 439-470.

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École Pratique des Hautes Études, Paris.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Rapports entre le phosphore et l'azote dans le métabolisme et les migrations du Maïs.* Note de M. **JULES CARLES**, présentée par M. Raoul Combes.

L'azote pénètre plus vite dans le Maïs que le phosphore; il migre plus facilement et se porte aussitôt dans les organes en croissance, tandis que le phosphore ne s'accumule nulle part si ce n'est dans les grains vers lesquels l'abondance d'azote rend sa migration plus facile et plus complète.

On a souvent parlé de la proportionnalité de l'azote et du phosphore dans les plantes; ce parallélisme n'est pas très rigoureux et le phosphore pose un problème de migration que l'azote ne pose pas.

L'importance de l'azote pour la croissance des céréales est primordiale, comme le montre « l'équilibre de tallage » du blé (1) où le nombre de brins et leur développement dépend de la quantité d'azote présent. Ce type de régulation ne saurait exister pour le maïs qui ne produit ordinairement qu'un seul brin, mais ce brin sera plus ou moins important.

Ce surcroît de développement affecte l'ensemble de la plante mais surtout l'épi femelle sur qui se porte, après la floraison, l'essentiel de la croissance.

Cet épi forme tout un ensemble qui représente déjà, au début de la floraison, plus du dixième du poids sec total de la plante, mais les spathes en constituent alors plus de la moitié. Trois semaines après, l'épi femelle atteint 40 % du poids total : les spathes n'en représentent plus qu'une proportion inférieure au 1/5e, tandis que les grains en représentent plus de la moitié, soit 20 % du poids total. A la maturité, l'épi représente jusqu'à 75 % du poids sec total, et les grains qui en constituent dès lors les 3/4 représentent parfois plus de 50 % du poids sec du pied.

Dans une récolte moyenne de Maïs hybride Iowa 4417 sur terre de limon convenablement approvisionnée en engrais, les grains représentaient à la récolte 43,5 % du poids total. Une telle accumulation se fait aux dépens de la tige, à partir de laquelle s'instaure une intense migration des glucides produits par la photosynthèse; mais ces grains contiennent aussi 72 % du phosphore total, 66 % de l'azote, 42 % du magnésium, 30 % du potassium, 25 % du sodium, etc.

Considérons seulement l'azote et le phosphore et leur répartition dans la plante à trois époques caractéristiques de la végétation : 1° au moment où débute la floraison; 2° quatre semaines après : les grains en sont déjà à leur stade laiteux; 3° au moment de la récolte, cinq semaines après.

% de quantité totale.	Limbes.	Gaines.	Tige.	Total.	Épi femelle. Hampe.	Spathes.	Rafle.		Grains.
Poids sec 1.....	25,5	16,5	39,6	12,8	0,75	6,6		5,4	
» 2.....	17,8	9,2	27,5	42,9	1	7,9	12,5		21,5
» 3.....	14,1	7,1	18,7	58	0,65	4,8	9,5		43,5
Azote 1.........	48	8,5	15	25	1,3	7		15	
» 2.........	29	4	7,8	56,5	0,9	5	13		36,5
» 3.........	12	2,8	9,7	74,5	0,6	2	5,5		66
Phosphore 1....	26	10	39	23	1,5	11		9,5	
» 2....	16,5	5	28	49	1	6	7		34
» 3....	6	1,5	16	75,5	0,5	1	1,5		72

Par rapport à leur quantité totale, la proportion d'azote et de phosphore contenue dans les grains est assez comparable. Cependant, d'importantes différences apparaissent dans le limbe et la tige : la teneur en azote des limbes est dix fois plus forte que celle de la tige, tandis que la teneur en phosphore de ces deux organes est à peu près semblable. Il en résulte qu'au moment de la plus grande activité de la plante, les limbes contiennent trois fois plus d'azote que la tige, mais en revanche, la tige contient 50 % de phosphore de plus que les limbes.

Pour étudier les rapports de l'azote et du phosphore, nous avons, toutes les conditions égales d'ailleurs, fait varier la seule quantité d'azote du sol.

Certains pieds n'avaient pas d'engrais azotés, I, d'autres une quantité équivalant à 40 kg à l'hectare, II, d'autres 80 kg à l'hectare, III, d'autres enfin 160 kg, IV.

La croissance est proportionnée à la quantité d'azote fournie, et le poids sec total d'un pied à maturité est respectivement de 60, 170, 235 et 300 g en moyenne, pour une quantité d'azote organique de 0,43, 1,16, 1,45 et 3 g.

Bien que le phosphore du sol soit identique dans les quatre cas, la quantité assimilée augmente parallèlement à la croissance, et le poids total de phosphore présent dans ces quatre pieds est de 150, 325, 350 et 460 mg.

La pénétration du phosphore dans la plante dépend donc de l'abondance de l'azote, au moins indirectement dans la mesure où cette abondance influe sur la croissance; elle ne dépend guère de l'abondance du phosphore dans le sol et si la quantité d'engrais phosphoré varie sans que varie l'engrais azoté, le total du phosphore ne varie guère dans le pied de Maïs.

Vers la fin de la floraison, la croissance rapide de l'épi femelle et ses besoins massifs provoquent dans toute la plante un certain déséquilibre. Tandis que l'azote migre très vite et facilement, cette migration affecte d'abord pour le phosphore le limbe de la feuille de l'épi femelle qui est pour lors beaucoup plus pauvre que les feuilles voisines; la « dépression » se comble lentement, de proche en proche, tandis que pour l'azote et les autres éléments cette dépression est trop vite comblée pour être décelable.

	Limbes.			Gaines.			Tige.			Rafle.	Grains.
	1.	2.	3.	1.	2.	3.	1.	2.	3.	3.	3.
Poids sec (g) :											
I....	21	17,4	11	13,6	8,9	4,4	28,5	21	9,4	5,8	21
II...	26	28,3	20,4	16,5	15	12	43	48,3	40,4	14,8	73
III...	35,6	32,4	25,7	23,7	16,3	15,7	61,6	64,6	45	23,4	112
IV...	36	36,7	30,1	22	22	17,6	48,3	51,2	372	31,1	162
Azote en mg/100 g sec :											
I....	840	1000	620	120	330	280	80	87	620	640	1200
II...	1710	1380	640	240	270	320	170	82	370	350	1040
III...	1980	1740	710	300	500	280	136	147	290	270	970
IV...	2250	2380	1010	408	460	370	310	230	400	350	1410
Phosphore en mg/100 g sec :											
I....	198	194	125	155	181	79	266	325	576	64	293
II...	182	190	105	93	78	43	200	228	177	28	282
III...	188	150	41	98	66	28	148	121	58	18	262
IV...	194	171	46	95	82	27	137	98	13	14	255

Plus instructive que ce détail est l'évolution du phosphore dans l'ensemble du pied : elle témoigne de l'intensité des migrations et même de leur facilité grâce aux variations de gradient. Considérons, aux trois

époques choisies : 1. épiaison; 2. stade laiteux; 3. récolte; le poids sec des principaux organes des pieds diversement approvisionnés en azote I, II, III, IV et leur taux moyen d'azote et de phosphore.

A la récolte, la teneur en azote est pratiquement identique dans les rafles et la tige tandis quelle est 2 à 4 fois supérieure dans les grains. La différence de teneur entre la rafle et les grains est beaucoup plus importante pour le phosphore, ce qui témoigne d'une bien plus grande possibilité de drainage. La migration est excellente dans le pied IV : la teneur en phosphore de la tige mûre est extraordinairement basse, presque identique à celle de la rafle; les grains ont une teneur 18 fois plus forte et contiennent 90 % du phosphore total. La migration est en revanche mauvaise dans le pied I qui manque d'azote : la tige est 30 fois plus riche en phosphore que celle du pied IV et les grains mûrs ne contiennent que 40 % du phosphore total.

En face du phosphore dont l'accumulation varie de 40 à 90 %, l'azote varie seulement de 60 à 75 %, mais en revanche, le taux des grains en phosphore est beaucoup plus constant que celui de l'azote.

Ces importantes différences proviennent de ce que le phosphore, quoique moins mobile que l'azote, est plus facilement mobilisable. Peut-être aussi l'activité de la photosynthèse favoriserait-elle la production d'une forme mobile du phosphore, la phytine à partir du sédoheptulose, par l'intermédiaire de l'acide quinique si abondant dans le Maïs.

(1) J. Carles, L. Soubiès et R. Gadet, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1748.

BOTANIQUE. — *Essai de greffage interspécifique dans le genre* Solanum. Note (*) de Mlle **Mathilde Pichenot**, transmise par M. Louis Emberger.

Dans une Note antérieure (1), nous avons indiqué les résultats que nous avons obtenus par greffage du *Solanum sisymbrifolium* Lamk. sur *Datura Stramonium* L. et nous avons constaté que ce greffage intergénérique de Solanacées amenait des modifications importantes dans le développement du *Solanum sisymbrifolium* Lamk.

Nous avons également procédé dans la même famille à des essais de greffages interspécifiques, et nous avons notamment greffé avec succès *Solanum sisymbrifolium* Lamk. sur *Solanum Melongena* L.. Ce sont les résultats obtenus par ce nouveau greffage que nous allons exposer et comparer avec celui qui avait fait l'objet de la Note précitée.

Le procédé de greffage utilisé a été identique et nous avons obtenu 80 % de réussite. Les soins apportés aux individus greffés ont été les mêmes et

nous en avons suivi également le développement en le comparant à celui des plants témoins.

Nous avons ainsi constaté que les pieds greffés avaient des feuilles plus grandes et d'un vert plus foncé; c'est ainsi qu'à la fin juillet, la longueur moyenne des feuilles chez les *Solanum* greffés était de 18 cm, alors qu'elle était de 14 cm seulement chez les *Solanum* témoins.

La floraison a été plus tardive sur les pieds greffés, mais les inflorescences y ont été plus allongées, ont porté plus de fleurs et des fleurs plus grandes que sur les pieds témoins. C'est ainsi que les inflorescences ont atteint, en moyenne, 19 cm de longueur et ont porté 12 fleurs sur les pieds greffés, alors qu'elles avaient seulement 15 cm de longueur et portaient 10 fleurs en moyenne sur les pieds témoins; quant aux fleurs, alors que leur corolle atteignait en moyenne 4 cm de diamètre chez les greffés, elle avait seulement 2,8 cm chez les témoins.

Nous avons observé à la fructification le même retard qu'à la floraison. Les infructescences des *Solanum* greffés portaient de neuf à dix fruits, tandis que, sur les pieds de *Solanum* témoins, elles n'en avaient que sept en moyenne. De plus, les fruits ont été plus gros sur les pieds greffés que sur les pieds témoins (en moyenne 1,55 cm de diamètre chez les premiers et 1,30 cm seulement chez les seconds) et ont renfermé un nombre plus élevé de graines, 142 en moyenne au lieu de 119. Nous avons, d'autre part, constaté que 8 % des graines contenues dans les fruits de *Solanum* greffés étaient malformées; mais, malgré ce déchet, il y avait plus de graines saines dans ces fruits que dans ceux des témoins.

Nous avons donc à nouveau obtenu par le greffage des modifications dans le développement du *Solanum sisymbrifolium* Lamk., et ces modifications se sont maintenues dans la deuxième génération F 2, obtenue par semis de graines récoltées sur les pieds greffés.

De plus, nous avons observé, sur les plants de cette génération F 2, que la floraison, commencée sensiblement à la même date que sur les plants témoins, se prolongeait plus longtemps; c'est ainsi que la durée de la floraison était de 107 jours pour les plants de F 2 et seulement de 89 jours pour les plants témoins. D'autre part, le pourcentage de graines saines contenues dans les fruits de cette génération F 2 est redevenu normal et semblable à ce qu'il était chez les témoins.

Le *Solanum sisymbrifolium* Lamk. a donc été à nouveau « *amélioré* » par le greffage; mais si nous comparons les résultats de ce greffage sur *Solanum Melongena* L. avec ceux obtenus par le greffage sur *Datura Stramonium* L., nous constatons que l'amélioration produite dans notre nouvelle expérience est moins importante. C'est cette comparaison que nous avons établie dans le tableau ci-dessous, dans lequel nous avons rassemblé les principales modifications observées.

Caractéristiques (valeurs moyennes).	*Solanum sisymbrifolium* Lamk. témoin.	greffé sur *Datura Stramonium* L.	greffé sur *Solanum Melongena* L.
Longueur des feuilles (cm)	14	20	18
Longueur des inflorescences (cm)	15	21	19
Nombre de fleurs par inflorescence	10	13	12
Diamètre de la corolle en roue de la fleur (cm)	2,8	4	4
Nombre de fruits par infructescence	7	10 à 12	9 à 10
Diamètre du fruit (cm)	1,30	1,70	1,55
Nombre de graines par fruit	119	165	142
% de graines malformées de F 1	1	20	8
Durée de la floraison de F 2 (nombre de jours)	89	110	107
% de graines malformées de F2	1	1	1

En résumé, le greffage de *Solanum sisymbrifolium* Lamk. sur *Solanum Melongena* L. est plus facile à réussir (80 % de succès) que celui de *Solanum sisymbrifolium* Lamk. sur *Datura Stramonium* L. (60 % de succès), mais, par contre, il est « *moins améliorant* ».

Les différences entre plantes greffées et plantes témoins que nous avons observées ont été qualitativement semblables, mais, comme l'a dit L. Daniel (2), « il y a eu, non une différence de qualité, mais de quantité ». Il semble que cette inégalité dans les résultats obtenus tienne, pour une grande part, à ce que Carl. A. Taylor et H. M. Benedict (3) ont appelé « une plus ou moins grande compatibilité » entre les plantes associées et, comme le montrent les faits que nous venons d'exposer, les différences physiologiques entre les plantes que nous voulons unir par le greffage semblent avoir plus d'importance que les caractères utilisés en classification.

(*) Séance du 6 mai 1957.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2137.
(2) *Rev. Gén. Bot.*, **26**, 1914.
(3) *Techn. Bull. of United States Depart. of Agric.*, Washington, n° **1040**, octobre 1951.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence dans les graines de moutarde noire, de colza et de navette d'un enzyme qui possède une action destructrice sur les sénevols.* Note de M. **Émile André** et Mme **Marie Durou-Carbouères**, présentée par M. Marcel Delépine.

Nous avons déjà signalé (1) l'existence dans les graines de moutarde noire, de colza et de navette d'un enzyme destructeur des sénevols libérés eux-mêmes par action de la myrosine sur des glucosides particuliers : sinigroside, gluconapine. Nous avons reconnu que les graines de moutarde

blanche, qui contiennent elles aussi de la myrosine, ne renferment pas ce ferment particulier [2]. Poursuivant notre étude, nous avons tenté de l'isoler.

En premier lieu, nous avons appliqué à la préparation d'une poudre fermentaire la méthode classique qui consiste à précipiter par l'alcool le liquide aqueux provenant de la macération des graines broyées, qui a été légèrement acidifié par l'acide acétique. Le précipité obtenu par addition d'alcool, recueilli sur filtre puis séché, constitue une poudre brun clair à laquelle on donne le nom du ferment principal (ici myrosine) qu'elle contient en même temps que d'autres substances organiques.

Par cette méthode, nous avons préparé de la myrosine de graines de moutarde blanche et de la myrosine de graines de moutarde noire (myrosine de m. n., préparation A). Dans notre pensée, le ferment destructeur objet de nos recherches, devait se trouver associé à la myrosine dans la poudre fermentaire de moutarde noire. En possession de ces deux réactifs biochimiques, nous avons réalisé les expériences suivantes :

Après macération aqueuse de durée variable, nous avons dosé l'allylsénevol qu'ont dégagé :

1° des graines de moutarde noire broyées nature;

2° les mêmes graines broyées, mais ébouillantées auxquelles on a ajouté après refroidissement 1/10 de leur poids de graines fraîches de moutarde blanche broyées (apport de myrosine);

3° ces mêmes graines de moutarde noire broyées ébouillantées mais cette fois l'apport de myrosine a été fait au moyen de la poudre fermentaire obtenue à partir des graines de moutarde blanche (myrosine de moutarde blanche);

4° enfin, on a réalisé une expérience identique, mais l'apport de myrosine fut fait au moyen de la poudre fermentaire obtenue avec les graines de moutarde noire (myrosine de m. n., préparation A).

Nous avons groupé dans le tableau ci-après les résultats obtenus :

TABLEAU I.

Les dosages ont été faits par la méthode au nitrate d'argent de Dietrich-Gadamer après entraînement par la vapeur d'eau de l'essence formée.

Les résultats sont exprimés en grammes d'allylsénevol pour 100.

		Graines ébouillantées. Ferment apporté par		
Durée de la macération.	Graines nature. 1.	graines de moutarde blanche. 2.	myrosine de moutarde blanche. 3.	myrosine de moutarde noire (procédé A). 4.
1 h..........	1,00	1,15	1,01	1,08
24 h...........	**0,44**	1,16	1,01	1,07

Il ressort de ces données expérimentales, que la myrosine obtenue en partant des graines de moutarde noire, ne possède pas de propriétés destructrices vis-à-vis de l'allylsénevol et ne diffère, pas en apparence, de celle qu'on prépare avec les graines de moutarde blanche.

Une variante de la préparation de la myrosine consiste à précipiter les ferments contenus dans les macérés aqueux par addition de sulfate d'ammoniaque. Nous avons voulu vérifier si la myrosine de moutarde noire obtenue de cette façon (myrosine de m. n., préparation B) ne différerait pas de celle que nous avions préparée au moyen de l'alcool (myrosine de m. n., préparation A).

Cette fois encore, nous avons constaté qu'il n'y avait pas de destruction de l'allylsénevol libéré.

Pour terminer, nous avons voulu étudier comment se comporteraient les poudres fermentaires de moutarde noire (myrosine de m. n., procédé A et myrosine de m. n., procédé B) si l'on venait à renforcer leur action avec de la poudre de graines de moutarde blanche considérées à juste titre comme très riches en myrosine, mais qui n'ont pas, on le sait, d'action destructrice sur les sénevols.

Les résultats que nous avons obtenus figurent dans le tableau suivant :

Tableau II.

Durée de macération, 48 h. Dosages d'allylsénevol opérés par la méthode de Dietrich-Gadamer, exprimés en allylsénevol pour 100. Les graines broyées ont été ébouillantées et le ferment ajouté après refroidissement.

Myrosine de moutarde noire (Préparation A).		Myrosine de moutarde noire (Préparation B).	
Myrosine seule.	Myrosine + graines de moutarde blanche.	Myrosine seule.	Myrosine + graines de moutarde blanche.
0,88	**0,27**	0,88	**0,42**

Il appert de ces résultats qu'il existe dans les graines de moutarde blanche une substance complémentaire (coenzyme) qui a réveillé l'activité destructrice de la myrosine de moutarde noire vis-à-vis de l'allylsénevol. Ce coenzyme reste dans les eaux-mères lors de la préparation de la myrosine de moutarde noire par précipitation à l'alcool (procédé A) ou par le sulfate d'ammoniaque (procédé B).

Contentons-nous de signaler, pour l'instant, que l'étude des graines de colza et de navette nous a fourni des résultats en tous points semblables.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1274.
(2) *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1468.

PHYTOPATHOLOGIE. — *Sur l'existence chez des plantes arbustives d'affections cryptogamiques à temps de latence indéfini.* Note de M. **Jean Chevaugeon**, présentée par M. Roger Heim.

Chez le Manioc, et probablement chez d'autres arbustes ou arbres, il est constant qu'un champignon capable d'une action parasitaire pénètre les tissus internes et, demeurant quiescent, ne manifeste jamais sa présence dans des conditions de milieu convenables pour l'hôte.

On a bien étudié, et depuis longtemps, le comportement de certaines Ustilaginales qui peuvent pénétrer les tissus de leur hôte dans son jeune âge et passer à peu près inaperçues pendant un temps très long, la maladie ne s'extériorisant que peu avant l'époque de la fructification de l'hôte. Ceci est commun chez les Céréales; mais, au cours de l'incubation, un examen attentif permet bien souvent de reconnaître la présence du parasite à une réduction de la taille et du tallage, à un épaississement des nœuds ou à une diminution du nombre des feuilles.

Parfois, les fins filaments mycéliens de l'Ustilaginale sont gênés dans leur croissance, le champignon arrive trop tardivement dans les organes floraux pour y fructifier et ne se manifeste pas extérieurement. Cette invisibilité du parasitisme, rare dans le cas des Ustilaginales des Graminées et connue seulement chez des plantes herbacées, est habituelle chez le Manioc (*Manihot utilissima* Pohl).

Dans les régions intertropicales humides, *Glomerella cingulata* (Ston.) Sp. et Schr. f. *manihotis* Chevau., qui fructifie le plus souvent sous sa forme conidienne *Colletotrichum glœosporioides* Penz. f. *manihotis* Chevau., est l'agent d'une anthracnose des feuilles, des fruits, des rameaux et des tiges; la nécrose des sommités est le dommage qui exerce l'incidence la plus défavorable sur l'accumulation des réserves dans les racines [1].

L'importance des dégâts varie avec les clones de Manioc et avec les conditions de culture. Dans un sol moyennement fertile de la basse Côte-d'Ivoire, l'examen de 16 clones a révélé des pourcentages de rameaux nécrosés échelonnés entre 0 pour le clone Kokossokro, le moins sensible, et 16,9 pour le clone Agba Kokoré, le plus attaqué, 7 mois après la mise en place des boutures. L'épuisement du sol par trois campagnes successives accroît le nombre des rameaux malades jusqu'à un maximum de 42,4 % pour une lignée de Manioc très vulnérable. Avec cette lignée, après 12 mois de culture, durée normale d'un cycle, ce pourcentage s'élève jusqu'à 45,1 % dans une plantation exagérément dense (30 000 pieds/ha) dont les individus subissent une concurrence qui se traduit par un développement plus faible et un étiolement assez marqué. En prolongeant la culture au-delà

de sa durée normale, le nombre de rameaux malades atteint, le 16e mois, un maximum de 56 % chez le clone le plus attaqué.

Or le nombre des rameaux présentant des signes visibles de la maladie est constamment très inférieur à celui des rameaux hébergeant effectivement dans leurs tissus *Glomerella cingulata* f. *manihotis*.

Des fragments de tiges non aoûtés apparemment sains sont prélevés sur des pieds âgés de 7 mois appartenant au clone Kokossokro et en état apparent de parfaite santé. Ils sont dépouillés de leurs feuilles et des précautions sont prises pour éliminer les spores du parasite qui peuvent s'être fixées superficiellement. Les spores du stade conidien, qui assurent le plus souvent la dispersion de la maladie, se différencient en effet sur des acervules et sont des myxospores tout à fait capables de s'engluer dans la couche cireuse externe. Cette possibilité d'erreur est éliminée en traitant les organes prélevés par lavage au toluène ou au xylol. Cette opération est insuffisante pour écarter celles des conidies qui ont germé et se sont liées à l'hôte par un appressorium; un bain de 10 mn dans une solution à 1 ‰ de sublimé corrosif dans l'alcool éthylique à 50° les détruit. Les rameaux sont finalement plongés dans une solution d'hypochlorite de calcium jusqu'à leur introduction dans un tube stérile maintenu humide par quelques centimètres cubes d'eau.

Seuls les hyphes du champignon qui s'étaient développés dans les tissus internes des tiges peuvent survivre à cette désinfection et donner naissance à des fructifications externes. Or, après 15 jours, 67 % des rameaux apparemment sains au début de l'expérience portent des acervules de *Colletotrichum glœosporioides* f. *manihotis*. Ce pourcentage, obtenu sur 500 rameaux, est très notablement supérieur à la plus forte valeur observée en plantation dans les conditions les plus favorables à la manifestation du parasite. Une proportion importante des infections réalisées dans les conditions naturelles demeure donc indéfiniment latente.

Expérimentalement, des pieds du clone Kokossokro inoculés par pulvérisation d'une suspension de spores peuvent demeurer indéfiniment sains en apparence. Mais en modifiant certains des facteurs constituant le milieu dans un sens défavorable à l'hôte, il est possible de faire apparaître les symptômes majeurs de l'anthracnose.

L'asphyxie de l'appareil souterrain par submersion permanente est inefficace; il en est de même des blessures de la tige ou des feuilles. Par contre, l'obscurité continue provoque la manifestation de l'anthracnose des feuilles en 14 jours et la nécrose des sommités en 27 à 40 jours. De même, le maintien des plants pendant deux semaines à une température de 38° C en atmosphère très humide provoque le début de l'anthracnose foliaire généralisée dès le 7e jour et la mort des plants en 20 à 27 jours. La modification du potentiel d'hydrogène du sol conduit, pour des variations au

moins égales à une unité de pH en plus ou en moins du pH normal du sol (pH 4,5), à des résultats comparables.

La possibilité d'un envahissement limité des tissus internes d'une plante arbustive par un champignon sans manifestation externe de son parasitisme est donc bien démontrée dans le cas du Manioc. Elle ne lui est pas particulière; il existe de bonnes indications, en cours de vérification, d'un semblable phénomène chez *Hevea brasiliensis*, *Cinchona ledgeriana* et surtout *Coffea canephora*. R. W. Rayner (2) l'a probablement observé chez *Coffea arabica*.

Chez tous ces arbres ou arbustes l'agent pathogène capable d'entrer en quiescence après la pénétration appartient par son stade conidien à l'ordre des Mélanconiales. Comme pour certaines Phanérogames endoparasites de la famille des Rafflésiacées (*Rafflesia*, *Cytinus*, etc.), l'infection ne devient vraiment évidente qu'au moment de la fructification externe du parasite. Mais dans le cas des Cryptogames de l'ordre des Mélanconiales la fructification ne présente pas un caractère inéluctable et, constamment, une part importante des infections demeure indéfiniment invisible.

(1) J. CHEVAUGEON, *Recherches sur les maladies cryptogamiques du Manioc* (*Manihot utilissima* Pohl) *en Afrique Occidentale. Thèse*, Fac. Sc. Paris, 205 pages, 1956.

(2) *Nature*, 161, n° 4085, 1948, p. 245-246.

ACOUSTIQUE PHYSIOLOGIQUE. — *Facteurs acoustiques des voyelles humaines nasalisées et genèse physiologique de ces facteurs*. Note de M. **RAOUL HUSSON**, transmise par M. Jean Cabannes.

Dans l'émission des voyelles nasalisées, les cavités nasales ne jouent pas le rôle de résonateurs, mais de filtres. Une voyelle nasale résulte de la voyelle buccale correspondante, non par adjonction de « formants » nasalisateurs, mais par la diminution des intensités dans certaines bandes de fréquences.

1. *La notion de « formant nasalisateur »*. — Physiologiquement, la nasalisation d'une voyelle se réalise normalement par un abaissement suffisant, mais incomplet, du voile du palais. Jusqu'à ce jour, tous les phonéticiens, sauf deux (1), ont attribué *a priori* aux cavités nasales un rôle de « résonateurs » dans la formation des voyelles nasalisées; toute voyelle nasale résultait, dans cette hypothèse, de la voyelle buccale correspondante par adjonction à son spectre de sons de résonance (ou « formants nasalisateurs ») excités dans les cavités nasales. La recherche de ces résonances, effectuée depuis un siècle par les divers expérimentateurs, a donné les résultats suivants :

a. Chaque auteur en a trouvé un nombre variable (de 1 à 18), s'échelonnant entre 200 et 7 500 c/s, différents d'un auteur à l'autre;

b. Ils sont toujours incomparablement plus faibles que les formants vocaliques;

c. Leur adjonction expérimentale à un spectre vocalique quelconque ne produit jamais de nasalisation.

Nous ajouterons ceci : au cours de travaux récents (2), (3), nous avons observé que, par *adjonction* à un spectre vocalique de sons de fréquences et d'intensités quelconques, *on ne réalise jamais de nasalisation.* Il en résulte que l'hypothèse selon laquelle les cavités nasales joueraient le rôle de résonateurs doit être abandonnée.

2. *Rôle acoustique des cavités nasales.* — A. L'examen de radiographies transversales du pavillon pharyngo-buccal prises pendant l'émission de voyelles nasalisées, par le Docteur Albert Djian, nous a suggéré que les cavités nasales, dans ces conditions, pouvaient jouer le rôle de *filtres* greffés sur ledit pavillon. La cavité rhino-pharyngée constituerait un filtre « passe-bas ». Le rôle de la communication du rhino-pharynx avec l'air extérieur, par les narines, est plus difficile à interpréter. En s'inspirant du travail de F. Canac (4) sur les filtres acoustiques, on peut admettre que la forte impédance naso-narinaire diminue l'admittance des fréquences très aiguës vers la capacité acoustique rhino-pharyngée. Celle-ci jouerait alors le rôle d'un filtre « enlève-bande ».

B. L'expérimentation avec divers amplificateurs différentiels de fréquences nous a montré que :

1° Partant du spectre d'une voyelle ouverte (A, O, È, EU), on provoque une nasalisation sensible en diminuant fortement les intensités comprises dans la bande de 1200-2 000 c/s (de 1000-1800 pour les gros rhino-pharynx, et 1400-2 200 pour les petits);

2° Partant du spectre d'une voyelle nasalisée, on diminue fortement sa nasalisation en augmentant suffisamment les intensités de la même bande. Ces résultats expliquent les observations de L. Barczinski et E. Thienhaus (1), non interprétés à l'époque.

3. *Effets secondaires d'une nasalisation.* — L'abaissement du voile pendant l'émission d'une voyelle s'accompagne également des trois effets secondaires suivants :

1° L'impédance ramenée sur le larynx est accrue (5). L'amplitude vibratoire des cordes vocales croît tandis que la durée de la phase d'occlusion glottique décroît. La fourniture glottique perd son « éclat » par chute de l'intensité des harmoniques supérieurs à la fréquence de coupure du pavillon (2). Effectivement, si l'on ampute une voyelle ouverte de la bande 1200-2 000 (*voir* ci-dessus 2, B), la nasalisation obtenue est améliorée par une légère diminution des harmoniques supérieurs à la fréquence de coupure; et si l'on accroît les intensités dans la même bande sur une

voyelle nasalisée, la nasalisation s'efface mieux en augmentant les harmoniques supérieurs à la fréquence de coupure.

2° Le couplage entre le pharynx et la bouche croît, et les formants vocaliques correspondants s'écartent. L'aggravation du formant grave ne dépasse pas 50 c/s. Le glissement du formant aigu, compris en général dans la bande filtrée, s'apprécie mal.

3° La circulation aérienne rétrovélaire et nasale qui s'établit paraît susceptible de produire des sons d'écoulement, de type aléatoire et d'intensités très faibles, mais atteignant 10 000 c/s. Il n'est pas impossible que ces sons aient été pris par certains expérimentateurs pour des « formants nasalisateurs » (*voir* ci-dessus 1, *a* et *b*).

4. *Remarque générale.* — Les résultats inclus dans la présente Note et dans les deux précédentes (²), (³) montrent que les théories vocaliques présentées autrefois par Helmholtz (1857) et Hermann (1868) ne constituaient qu'une approximation de la réalité. La cavité bucco-pharyngée n'est pas à proprement parler un résonateur, mais un *pavillon d'extériorisation*, dont l'étude correcte date de 1935 (⁶), et dont la fréquence de coupure se situe entre 2 000 et 2 500 c/s. Les cavités nasales sont des *capacités* et des *self-inductances* acoustiques qui modifient, dans certaines conditions, la fourniture transmise par le pavillon.

(¹) L. BARCZINSKI et E. THIENHAUS, *Archiv. Néerl. de Phon. Exp.*, 11, 1935, p. 47-68.
(²) R. HUSSON, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1261.
(³) R. HUSSON, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1823.
(⁴) *J. Phys. Rad.*, 6ᵉ série, 7, 1926, p. 161-179 (*voir* spécialement p. 176 et *fig.* 20).
(⁵) R. HUSSON, *Ann. Télécomm.*, 7, nº 2, 1952 et *Cahiers d'Acoust.*, 4, 1952, p. 10-26; *voir* aussi *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1697.
(⁶) Y. ROCARD, *Actual. Scient. et Industr.*, nº 222, Hermann, Paris, 1953 et *Dynamique générale des vibrations*, Masson, Paris, 2ᵉ édit., 1953, p. 374 et suiv.

ZOOLOGIE. — *Effets de la croissance allométrique majorante des appendices sur la structure de leurs muscles chez* Maia squinado *L.* Note de M. **ROGER LAVALLARD**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Chez les mâles de *Maia squinado*, la croissance allométrique très majorante de la pince aboutit à la formation, dans ses muscles, de fibres musculaires géantes. La membrane limitante de ces fibres présente des invaginations nombreuses qui cloisonnent incomplètement le champ myofibrillaire.

Les données de G. Teissier (¹) sur la croissance des principaux variants sexuels chez *Maia squinado* montrent, pour la pince des mâles, une augmentation des dimensions suivant des lois d'allométrie fortement majorantes. D'après les tableaux de moyennes des mesures établis par cet auteur,

lorsque la longueur L du corps est multipliée par 8,4, la longueur P_0 du propodite est multipliée par 20,8 et sa largeur p_0 par 25,2. Ce fait m'a incité à rechercher si la forte croissance du propodite avait un retentissement sur la structure des muscles de cet article.

Dans le corps du propodite, les masses musculaires sont formées par des fibres tendues obliquement entre les parois et les apodèmes, réalisant de part et d'autre de ces derniers une disposition pennée. Des ensembles de facettes inclinées vers l'avant représentent les empreintes d'insertion des muscles sur le tégument; ce sont les zones musculaires de la cuticule (2) dont le relief tourmenté contraste avec les surfaces cuticulaires banales dépourvues d'accidents qui les délimitent. Chaque facette marque l'attache d'une fibre.

Dans les propodites de grande taille, dont la longueur P_0 se situe aux environs de 20 cm, le diamètre de ces fibres atteint 3 mm (mesures prises au niveau de l'insertion sur la cuticule pour éliminer les variations dimensionnelles dues à l'état de contraction ou à la fixation). Ces dimensions transversales exceptionnelles posent le problème de savoir si ces fibres ont la signification morphologique et physiologique des fibres musculaires classiques.

Les coupes transversales de ces grosses fibres montrent à la périphérie une zone membraneuse qui comporte, d'une part un fin liséré continu et régulier, le sarcolemme, d'autre part une trame conjonctive plus grossière, le périmysium, renfermant des noyaux lenticulaires. A l'intérieur du sarcolemme, une couche de sarcoplasme avec de gros noyaux arrondis ou ovoïdes entoure le champ myofibrillaire qui occupe régulièrement la majeure partie de la surface de la coupe. Des noyaux très déformés sont épars entre les myofibrilles; leur densité de répartition est beaucoup plus faible que celle des noyaux du sarcoplasme périphérique.

Une particularité déjà signalée par M. Kollmann (3) chez *Apus productus* et par U. d'Ancona (4) chez plusieurs Crustacés Décapodes, se traduit par l'existence à partir de la membrane périphérique, de cloisons partielles à disposition radiale. La fibre apparaît ainsi fragmentée en compartiments incomplètement individualisés, ouverts en direction du centre. La pénétration des différentes cloisons dans le faisceau des myofibrilles est plus ou moins profonde. Les moins développées ne comportent qu'une invagination du seul sarcolemme; au contraire, une partie du périmysium s'insinue dans le repli du sarcolemme pour les plus profondes. Quelquefois, deux replis opposés ou voisins se sont rejoints de telle sorte que, sur coupe transversale, la fibre apparaît à ce niveau complètement scindée.

On pourrait se demander si ce système de replis ne détermine pas une subdivision des grosses fibres en unités d'ordre inférieur. Mais un certain nombre de faits s'opposent à cette interprétation. En premier lieu, les

images de jonction des cloisons sont rares relativement au grand nombre des replis présents dans une fibre. D'autre part, l'histologie topographique révèle qu'un même repli n'a pas une ampleur constante sur toute la longueur de la fibre, de même que la jonction de deux cloisons n'est pas réalisée dans une fibre d'une insertion à l'autre, mais seulement à un certain niveau transversal. Enfin, la couche importante de sarcoplasme et ses nombreux noyaux restent périphériques; ils n'accompagnent pas pratiquement les replis de la membrane dans le faisceau des myofibrilles.

Un examen au microscope électronique de ces structures est en cours et pourra certainement apporter des données intéressantes, encore que les enchevêtrements complexes du système des replis soient, sur des coupes ultraminces, d'une interprétation difficile. Mais dès maintenant, l'étude du développement des muscles au cours de la croissance permet de donner comme positive l'interprétation des grosses fibres de *Maia squinado* en tant que fibres musculaires classiques.

L'examen de la variation du nombre des fibres avec la croissance de l'article qui les contient apporte une première précision importante. J'ai dénombré les facettes de la zone d'insertion externe la plus ventrale sur 218 propodites dont la longueur P_0 variait de 8 à 218 mm. Le nombre des fibres reste constant lorsque les dimensions de la pince augmentent (valeur moyenne de ce nombre : 132 pour la surface d'insertion considérée).

D'autre part, j'ai effectué une étude histologique sur des muscles provenant d'une trentaine de propodites aux longueurs P_0 comprises entre 7 et 180 mm. Dans un propodite de 7 mm, les fibres musculaires ont un diamètre normal, de l'ordre de 70 μ. Sur coupe transversale, elles ont l'aspect de fibres musculaires typiques à champ fibrillaire. Elles ne présentent pas de replis visibles de la membrane, pas de noyaux entre les myofibrilles; le périmysium est peu abondant à la surface du sarcolemme.

Avec la croissance, cette structure simple subit trois sortes de complications : le développement du périmysium par superposition de strates conjonctives nucléées, l'apparition des noyaux déformés dans le champ fibrillaire, la formation progressive des invaginations de la membrane qui sont d'autant plus nombreuses que le diamètre de la fibre est plus grand. Il y a donc constamment formation de nouveaux replis avec l'augmentation du volume de la fibre, la profondeur de ces replis étant d'autant plus grande qu'ils sont apparus plus tôt.

En tenant compte de la constance du nombre des fibres, il est légitime de penser que celles des grandes pinces de *Maia squinado* ont la même signification morphologique et physiologique que les fibres musculaires typiques des propodites de petite dimension. La très forte croissance du propodite aboutit donc à la formation de fibres musculaires géantes.

Le système des invaginations de la membrane apparaît comme une acqui-

sition secondaire et progressive de la fibre musculaire. Il est probable que le développement de ce système, qui augmente considérablement la surface de la membrane, contribue à maintenir entre certaines limites la valeur du rapport de la surface d'échanges au volume de la fibre au cours de la croissance.

P. Fatt et B. Katz ([5]) relèvent chez *Carcinides mænas* une capacité de membrane de la fibre musculaire anormalement élevée par rapport à l'ordre de grandeur attendu pour une fibre dont le contour serait cylindrique. Or, dans cette espèce, les coupes transversales des fibres musculaires d'un diamètre approximatif de 200 μ montrent un système de replis déjà bien développé. Ce système pourrait être, au moins pour une part, responsable de cette très forte capacité de membrane.

Une étude électrophysiologique des fibres musculaires est actuellement en cours sur des propodites de *Maia squinado* de tailles variées.

([1]) *Trav. Stat. Biol. Roscoff*, 13, 1935, p. 93-130.
([2]) P. Drach, *Ann. Inst. Océan.*, 19, 1939, p. 103-391.
([3]) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 49, 1924. p. 495-506.
([4]) *Trab. Lab. Invest. Biol. Madrid*, 23, 1925, p. 393-423.
([5]) *J. Physiol. G. B.*, 120, 1953 *a*, p. 171-204.

(*Laboratoire de Zoologie de la Sorbonne et Station Biologique de Roscoff.*)

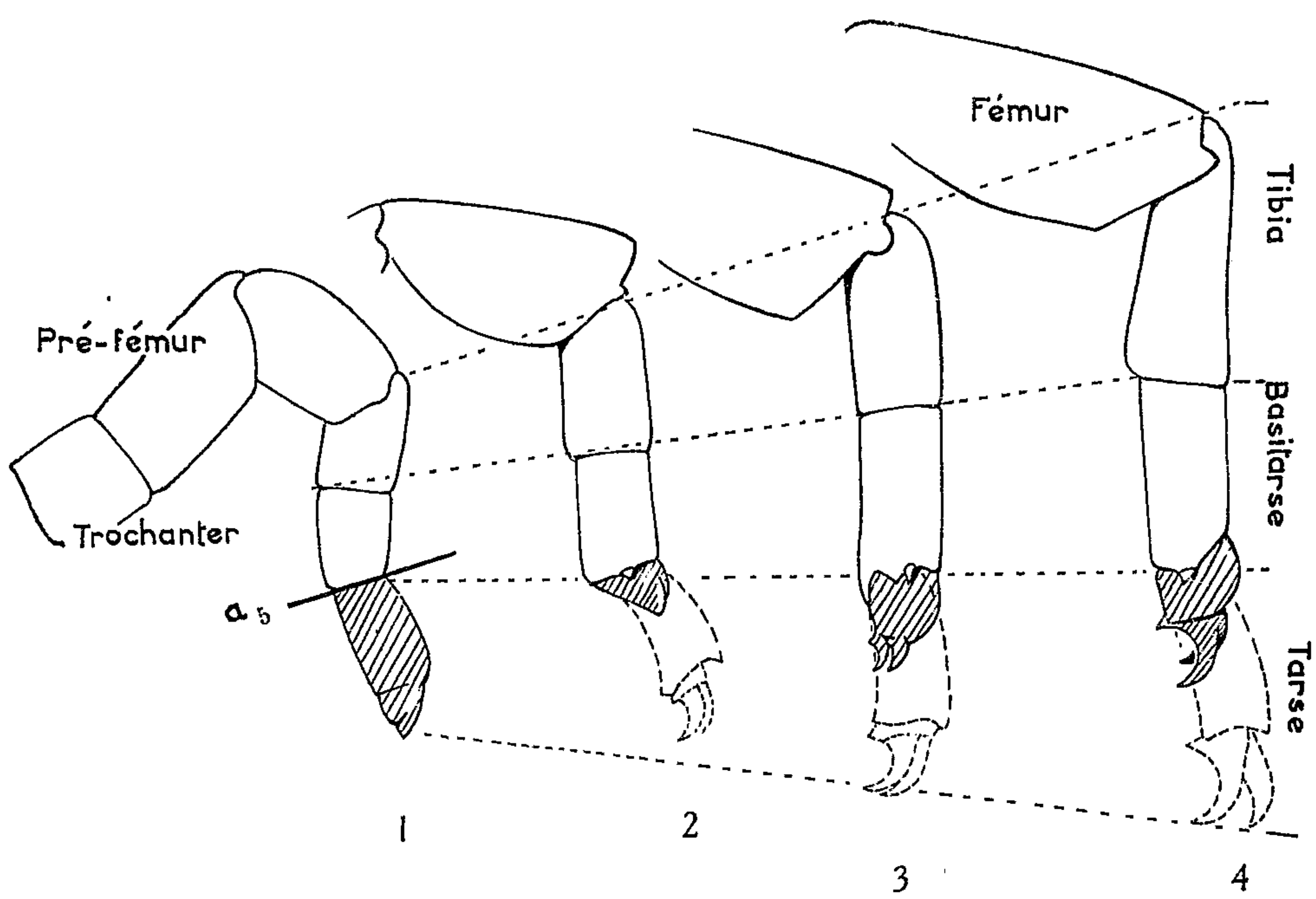
BIOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *La régénération appendiculaire chez les Scorpions (Arachnides).* Note de M. **Max Vachon**, présentée par M. Louis Fage.

Chez les Arachnides, la régénération n'est connue d'une manière certaine que chez les Araignées. La découverte d'appendices incomplets, toujours pourvus de griffes distales nous avait cependant incité, dès 1953, à émettre l'hypothèse d'une régénération possible des appendices chez les Scorpions ([1]). Nous avions en 1953, 1954 et 1955, sectionné les pattes de nombreux spécimens immatures; aucun animal opéré ne mua dans nos élevages tout en continuant de vivre parfaitement. Cette impossibilité d'obtenir, en élevage, la mue de spécimens, ne nous a pas permis d'affirmer ou d'infirmer l'existence d'un pouvoir de régénération chez les Scorpions.

Dans son travail de synthèse sur la cicatrisation et la régénération, J. Millot ([2]) souligne que, chez les Arthropodes, « l'existence de métamorphoses, c'est-à-dire de crises séparant l'état de jeune animal de l'état adulte, justifie aussi les différences considérables des possibilités de régénération qu'on peut mettre en évidence d'un cycle à l'autre » ([2]), p. 62.

Or, chez les Scorpions ainsi que nous le précisons dans un travail en

cours, après la naissance, la première mue est fort importante au point de vue physiologique et morphologique. À la naissance, le petit Scorpion est, véritablement, une larve : il a une ventouse et non des griffes à l'extrémité de ses pattes; ses pinces, ses chélicères, sa vésicule venimeuse ne sont pas fonctionnelles; ses soies sont rares et courtes, il n'y a pas de trichobothries (soies sensorielles); enfin, il vit à l'état grégaire, au dépens de réserves vitellines et ne se nourrit pas. Quelques jours après la naissance, la mue en question amène l'apparition des griffes, des soies, des trichobothries, des yeux; les appendices et la vésicule venimeuse deviennent fonctionnels; l'animal peut se nourrir en capturant des proies; la vie grégaire n'existe plus, les jeunes Scorpions (que nous appelons maintenant nymphes) se séparent et vivent isolément.



Patte ambulatoire postérieure de droite du Scorpion *Euscorpius carpathicus* L. ayant été amputée de son tarse et de son apotèle (= ventouse distale) (*fig.* 1); possédant chez la première nymphe (*fig.* 2), un régénérat privé de griffes; chez la deuxième nymphe (*fig.* 3) et la troisième nymphe (*fig.* 4) avec tarse et apotèle, porteur de griffes. Toutes les figures sont à la même échelle, les soies n'ont pas été représentées et les articles tels qu'ils devraient être si la patte n'avait pas été amputée, ont été dessinés en pointillé.

Nos premières expériences ayant toujours été faites sur des nymphes, nous avons alors pensé qu'au cours de la vie larvaire, les possibilités de régénération devaient être plus importantes qu'au cours de la vie nymphaire. Dans le but de vérifier cela, nous avons alors sectionné la patte postérieure droite de nouveau-nés d'*Euscorpius carpathicus* (L.),

petite espèce commune dans la région méditerranéenne. Malgré une mortalité assez forte, nous avons pu opérer et élever deux larves, les mener l'une jusqu'à la troisième nymphe (actuellement encore vivante) et l'autre jusqu'à la première nymphe.

Dans le premier cas (*fig.* 1), deux articles sont sectionnés : le tarse et l'article distal (ou apotèle); quatre jours après, cette larve mue en première nymphe et les deux articles en question sont remplacés par un régénérat, très court, orné de deux épaississements latéraux (*fig.* 2) et rappelant beaucoup l'apotèle de la patte larvaire (*fig.* 1); nous interprétons ce régénérat comme un ensemble : tarse + apotèle qui, à la mue suivante se dissocie. En effet, dix mois après, la première nymphe mue en deuxième nymphe et le régénérat (*fig.* 3), un peu plus long que le précédent, montre un tarse et un apotèle porteur de griffes. A la mue suivante, ces deux articles régénérés sont encore plus distincts à la patte de la troisième nymphe, née quatre mois plus tard (*fig.* 4); tarse et griffes rappellent beaucoup ceux d'une patte normale bien que leur taille soit réduite. Cette troisième nymphe est actuellement en vie et n'a pas mué depuis huit mois.

Ainsi, la larve possède des potentialités régénératrices puisque l'ablation d'articles entraîne l'apparition d'un régénérat dès la mue suivante; il en est de même chez la première et la deuxième nymphe puisque le dit régénérat, privé de griffes, se transforme, grandit et porte bientôt des griffes. La poursuite de notre expérience nous permettra de dire à quel stade s'arrête ce pouvoir et si, au bout de plusieurs mues, les articles amputés reprennent ou non leurs dimensions normales.

Chez les Araignées, nous avons récemment montré [3] que les premiers régénérats obtenus après amputation d'articles dans une patte sont polymorphes, qu'ils peuvent ou non porter des griffes et que ces variations morphologiques sont imputables à des différences, soit dans les dates d'amputation (par rapport à la mue qui précède celle-ci), soit dans l'emplacement de la zone d'amputation. Nous ne pouvons avec deux expériences affirmer qu'il en est toujours ainsi chez les Scorpions. Néanmoins, nous le supposons car, ayant, dans le second cas, enlevé l'apotèle, le tarse et le basitarse à la patte d'une autre larve, c'est-à-dire trois articles au lieu de deux, nous avons obtenu, d'*emblée*, un régénérat unique porteur de griffes.

En résumé, la régénération appendiculaire existe chez les Scorpions mais n'a pu être prouvée qu'après expérimentation sur des larves (= nouveau-nés). Le premier régénérat peut, selon les conditions d'expérience, porter ou non des griffes; dans le premier cas, le régénérat ressemble beaucoup à l'apotèle (article distal) d'une patte *larvaire* mais, dès la mue suivante, acquiert des griffes.

(1) M. VACHON, *Bull. biol. France et Belgique*, 87, fasc. 2, 1953, p. 224.
(2) *Cicatrisation et régénération*, Armand Colin, Paris, 1931, p. 62.
(3) *Proc. XIVe Int. Cong. Zool. Copenhague*, 1953, Copenhague, 1956, p. 217-220.

VIROLOGIE. — *Transmission du virus choriotrope au Canard adulte.*
Note (*) de M. **Roland de Ruyck**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Le virus choriotrope, du moins après adaptation à l'embryon de poulet, présente pour le Canard un pouvoir tumorigène, qui se manifeste dans des délais de 4 à 6 mois, par la production de réticuloses malignes exclusivement pulmonaires.

Des expériences préliminaires ayant montré que le virus choriotrope peut être cultivé sur embryon de canard, dans les mêmes conditions que sur embryon de poulet, une première série d'expériences a eu pour but de voir si le virus pouvait être transmis au Canard adulte.

A cet effet 3 souches de virus ont été inoculées chacune à 3 canards, par voie intramusculaire. Le matériel virulent a consisté en un broyat, filtré sur bougie Chamberland L 3, de vésicules amniotiques d'embryons précédemment infectés. Deux animaux témoins ont été traités dans les mêmes conditions avec chacune des 3 souches inactivées par la chaleur. Les caractéristiques des souches sont les suivantes : La *souche* M 7 provenait du 7e cas de môle hydatiforme simple et avait subi successivement 3 passages sur embryon de poulet, 2 passages sur Poulet adulte, et 5 passages sur embryon de poulet. La *souche* C 3, isolée d'un 3e cas de chorioépithéliome utérin, avait subi 3 passages sur embryon de poulet, et 2 passages sur embryon de canard. La *souche* C 4, isolée d'une métastase de chorioépithéliome, avait subi 8 passages sur embryon de poulet.

Les 9 animaux d'expérience sont morts entre le 4e et 6e mois, avec des lésions de réticulose pulmonaire qui histologiquement se présentent sous deux formes simultanées. L'une réalise l'image de nombreux nodules d'aspect lymphoïde, disséminés dans le parenchyme, qui se trouvent en continuité ininterrompue avec les cellules réticulo endothéliales des cloisons alvéolaires et des axes bronchovasculaires. L'autre se révèle comme une prolifération ocalisée du système réticulo-endothélial sous bronchique, créant des brèches dans l'épithélium, et oblitérant les lumières des bronches et des bronchioles. Jamais aucune réaction inflammatoire banale ou spécifique n'a été rencontrée et les colorations de Gram ou de Ziehl n'ont jamais révélé la présence d'éléments bactériens ou mycosiques.

A partir de ces lésions le virus a pu être réisolé et entretenu sur embryon de poulet et retransmis secondairement à un total de 8 canards et de 32 poulets. Alors que le Poulet meurt après 2 à 3 mois avec des lésions de réticulose maligne à la fois hépatiques et pulmonaires, chez le Canard

la période d'incubation est de 4 à 6 mois, et la réticulose est exclusivement pulmonaire.

Un total de 9 animaux témoins ont été tenus en observation jusqu'à un an et demi après l'inoculation; ils n'ont, après avoir été sacrifiés, montré aucune lésion caractéristique.

Ces 2 passages sur Canard ne paraissent pas avoir modifié le pouvoir pathogène du virus et une des 3 souches a pu être entretenue pendant 9 passages ultérieurs sur embryon de poulet. Une autre souche a subi, depuis, 2 passages sur Poulet adulte.

Une expérience parallèle, menée sur 4 canards a montré que l'inoculation du virus par voie intratrachéale n'entraîne aucune réticulose au niveau du poumon après 8 mois d'observation.

Conclusion. — Ces expériences montrent qu'au moins 3 des 22 souches de virus isolées de môles hydatiformes et de chorioépithéliomes humains présentent pour le Canard adulte, un pouvoir pathogène comparable à celui déjà mis en évidence vis-à-vis du Poulet, et qui se manifeste par la production de tumeurs malignes du système réticuloendothélial pulmonaire.

(*) Séance du 6 mai 1957.

VIROLOGIE. — *Essai d'adsorption du virus vaccinal sur le gel d'alumine et la possibilité de son utilisation dans les vaccins associés.* Note de MM. Aziz Rafyi et Hossein Mir Chamsy, transmise par M. Gaston Ramon.

Depuis Jenner jusqu'à nos jours, malgré les travaux divers publiés à propos de la vaccination antivariolique, de ses complications, du vaccin formolé, de la lyophilisation du virus, de la culture dans l'œuf incubé ou sur les tissus vivants, etc., la méthode de vaccination est restée la même et consiste à scarifier la peau et à appliquer la lymphe vaccinale sur le derme.

Inspirés par les travaux de G. Ramon et grâce aux résultats très satisfaisants que nous avons obtenus au cours de ces dix dernières années dans le domaine de la prévention de la variole ovine en Iran (1), (2), (3), (4) par adsorption du virus de la clavelée sur l'hydroxyde d'alumine et injection du composé virus-gel sous la peau de l'animal, nous avons pensé qu'il était logique d'appliquer cette méthode au virus de la vaccine. Il nous semblait également raisonnable d'incorporer le virus de la vaccine ainsi traité dans le vaccin mixte antidiphtérique-anticoquelucheux, eux aussi adsorbés sur le phosphate d'alumine. Voici nos essais préliminaires :

Adsorption du virus. — Le virus provenant de l'Institut Pasteur d'Iran est utilisé dans nos expériences. On le mélange avec l'anatoxine diphtérique adsorbée sur phosphate d'alumine, ayant une pureté de 1300 Lf/mg

N. P., 50 Lf/ml à pH 6,2 vieillie depuis 6 mois à + 4° C à pH 5,5. Le mélange est resté 24 h à + 4° C, puis 24 h à 25° C. Il est centrifugé 30 mn à 3 000 t/mn. Le précipité recueilli dans le même volume d'eau distillée est lavé trois fois par centrifugation successive. On titre le liquide surnageant sur le derme du Lapin par le procédé classique. On constate que le vaccin original provoque des pustules confluentes au 1/1000e et dix pustules séparées au 1/10 000e, alors que le liquide surnageant après centrifugation même non dilué, est incapable de provoquer des pustules et est par conséquent dépourvu de virus, ce qui est en accord avec nos résultats précédents obtenus à propos de la variole ovine. Il faut noter que le composé gel-vaccine est stable et irréversible; les variations du pH ainsi que d'autres opérations ne peuvent pas les séparer.

Vaccination des lapins. — Trois lots de 20 lapins sont inoculés par voie sous-cutanée avec 1 ml du mélange contenant 25 Lf d'anatoxine diphtérique, 25 milliards de bacilles tués de Bordet Gengou, 0,2, 0,1 ou 0,05 ml de vaccine antivariolique.

La réaction vaccinale est une tuméfaction locale de la grosseur d'un gros pois à une noisette, rouge et dure, qui persiste plusieurs semaines et se résorbe lentement. Si la lymphe vaccinale n'est pas stérile, l'inflammation locale peut s'abcéder; ces lapins sont éprouvés deux semaines après, par scarification de la peau et application de la lymphe vaccinale glycérinée. Le 5e jour on ne note aucune réaction chez les vaccinés alors que les témoins présentent des pustules confluentes. Le 20e jour, les lapins sont saignés pour vérifier la teneur en agglutinine anticoquelucheuse et en antitoxine diphtérique; deux jours plus tard, ces animaux sont contrôlés par la réaction de Schick qui reste négative chez tous les lapins vaccinés. La teneur en antitoxine des trois groupes est 0,25 U.A./ml, 0,22 U.A./ml et 0,3 U.A./ml. De plus le titre en agglutinine du B. de la coqueluche varie de 1/450e à 1/1000e.

Vaccination de l'Homme. — 50 enfants de la région de Karadj, âgés de 3 mois à 3 ans, n'ayant jamais été vaccinés, sont choisis pour cette vaccination. On les divise en deux groupes identiques d'âge et de sexe. Le premier groupe est vacciné sous la peau avec 0,5 ml de vaccin mixte préparé selon la formule précédente contenant 25 Lf d'antigène diphtérique et 0,05 ml de virus vaccinal. Le deuxième groupe reste comme témoin. L'intensité de la réaction vaccinale est souvent en rapport direct avec l'âge des enfants; les enfants les plus jeunes présentent une réaction plus légère. Après deux semaines on éprouve les deux groupes par la vaccination jennerienne. On observe après 8 jours que la réaction spécifique existe chez tous les témoins, alors que tous les vaccinés sont indemnes de ces réactions. Le 25e jour on pratique la réaction de Schick; 24 sur 25 des enfants vaccinés présentent une réaction de Schick négative, alors que 19 sur 25 témoins sont Schick positifs.

On peut déduire de ces expériences et d'autres en cours que :

1° La résorption lente de ce composé stable et son irréversibilité nous permettent de penser, quelle que soit la souche employée, qu'il ne peut pas être encéphalitogène.

2° La conservation de la lymphe vaccinale qui, malgré les progrès réalisés au cours de ces dernières années (5) est encore un problème dans certains pays, peut être améliorée, le virus adsorbé gardant son pouvoir protecteur pour une longue durée.

3° La durée de l'immunité peut être prolongée, surtout si l'on a recours à des injections de rappel.

4° L'introduction du vaccin antivariolique, dans la gamme des vaccins associés préconisés pour les jeunes enfants, faciliterait la tâche de l'hygiéniste et simplifierait le programme de la vaccination collective.

(1) L. P. Delpy et H. Mir Chamsy, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 158.
(2) L. P. Delpy, A. Rafyi et H. Mir Chamsy, *Bull. Acad. Vét. France*, 24, 1951 *a*, p. 50.
(3) L. P. Delpy, A. Rafyi et H. Mir Chamsy, *ibid.*, 24, 1951 *b*, p. 56.
(4) A. Rafyi et H. Mir Chamsy, *Br. Vet. Jr.*, 112, 1956, p. 541-547.
(5) L. H. Collier, *Bacteriological Reviews*, 18, 1954, p. 74-86.

(Institut d'État des Sérums et Vaccins Razi, Hessarek-Karadj, Iran.)

La séance est levée à 15 h 55 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'avril 1957.

Extraits des *Comptes rendus de l'association des anatomistes*, XLIIe réunion, Paris 25-30 juillet 1955 : *Étude corrélative des mesures de la tête chez le jeune adulte français (Moyennes, écarts types et intercorrélations)*, par Pierre-A. Vassal et H. Pineau. *L'hyperthélie en Afrique du Nord*, par Pierre-A. Vassal et P. Voizard. *Gaucherie manuelle et gaucherie oculaire, fréquence et mode de transmission*, par Pierre-A. Vassal; 3 fasc. 21 cm.

Traité du calcul des probabilités et de ses applications. Tome I. *Les principes de la théorie des probabilités.* Fasc. IV. *Les principes de la statistique mathématique*, par René Risser et C.-Émile Traynard. Livre I. *Séries statistiques.* Deuxième édition, revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 21 cm.

Dictionary of values of molecular constants (Wave mechanical methods). Vol. I. *General introduction.* London, King's College, et Paris, Centre de chimie théorique de France, s. d., 1 fasc. polycopié 26 cm.

Dictionnaire des grandeurs théoriques descriptives des molécules (selon la Mécanique ondulatoire). Fasc. II. *Polyacènes et Polyphényles* (*Méthodes des orbitales moléculaires*). Oxford, Mathematical Institute, et Paris, Centre de chimie théorique de France, s. d., 1 fasc. polycopié 26 cm.

Ciba Foundation. Colloquia on endocrinology. Vol. X. *Regulation and mode of action of thyroid hormones*, by G. E. W. Wolstenholme and Elaine C. P. Millar, with 114 illustrations. London, J. and A. Churchill, Ltd., 1957; 1 vol. 21 cm.

La fuerza del mar, por Juan-Manuel Planas. Reproducido de la *Revista de la Sociedad Cubana de Ingenieros*, vol. LVI, n° 7, 1956. La Habana, 1956; 1 fasc. 23,5 cm.

Oput istoriografii paleolita SSSR, par V. T. Illarionov, 1947; 1 vol. 20 cm (en langue russe).

Ministère des travaux publics et des transports. *Carte des précipitations*, à l'échelle de 1/500 000e, dressée par Henri Gaussen, G. Roux, M. F. Bagnouls : *Mazagan. Rabat. Oujda. Marrakech. Ouarzazate. Hammada du Guir.* Paris, Institut géographique national, 1957; 6 pl. 113 × 74,5 cm.

Union internationale de physique pure et appliquée. *Rapport* du Secrétaire général, P. Fleury; 6 feuilles polycopiées 27 cm.

Id. *Colloque international. Problèmes physiques de la télévision en couleurs.* Circulaire n° 2. 9 feuilles polycopiées 27 cm.

Collection de logique mathématique. Série A. Fasc. XII. *La crise de la raison et la*

logique, par E. W. Beth. Conférences faites à l'Université de Liège dans le cadre des Échanges culturels belgo-néerlandais au mois de mai 1956. Paris, Gauthier-Villars, et Louvain, E. Nauwelaerts, 1957; 1 fasc. 25 cm.

Sur la structure et l'origine du fusain. Le rôle des substances ligneuses dans la formation de la houille, par André Duparque. Extrait de *Schriften aus dem Gebiet der Brennstoff-Geologie*, Heft 2. Stuttgart, s. d.; 1 fasc. 24 cm.

Extraits des *Annales de la Société géologique du Nord*. T. XLVII, 1922 : *Les tufs calcaires de la plaine maritime entre Calais et Guines*, par Georges Dubois et André Duparque. T. XLIX, 1924 : *La constitution de la houille d'après les travaux de Mme Marie C. Stopes*, par André Duparque. T. L, 1925 : *La structure microscopique des charbons de terre. Remarques sur la structure du Boghead de Nœux. La structure microscopique du gayet de Liévin et des Cannels Coals*, par André Duparque. T. LI, p. 51, 1926 : *Le rôle des tissus lignifiés dans la forme de la Houille*, par André Duparque. T. LI, p. 179, 1926 : *La structure des lignites. Comparaison avec la structure microscopique de la houille*, par André Duparque. T. LI, p. 212, 1926 : *Remarques sur la nature des quatre constituants macroscopiques de la houille*, par André Duparque. T. LI, p. 318, 1926 : *Un conglomérat avec galets de charbon dans le terrain houiller de Bruay*. Planche XIII, et *Remarques sur les galets de Boghead et de gayet du conglomérat de Bruay*, par André Duparque. T. LI, p. 403, 1926 : *La composition chimique des substances végétales et des houilles. Le rôle des substances végétales dans la formation de la houille*, par André Duparque. T. LII, p. 2, 1927 : *Les charbons de cuticules du bassin houiller du Nord de la France*, par André Duparque. T. LII, p. 104, 1927 : *La veine Dusouich au siège n° 7 de Liévin*, par André Duparque. T. LII, p. 212, 1927 : *Étude de la quatrième veine et de la veine Sainte-Barbe de la Compagnie des mines de Nœux dans le voisinage d'étreintes*, par André Duparque. T. LII, p. 225, 1927 : *La schistosité de la houille*, Planches A, B, C et IV, par André Duparque. T. LIII, 1927 : *Sur les compositions chimiques et lithologiques du fusain*, par André Duparque. T. LIV, 1930 : *Sur les clivages des houilles et des schistes*, par André Duparque. T. LVI, p. 135, 1931 : *Sur la structure microscopique d'anthracites et de houilles anthraciteuses provenant des puits Sainte-Henriette et n° 7 du charbonnage de Mariemont Bascoup* (Pl. IX), par André Duparque et Simone Defretin-Lefranc. T. LVI, p. 161, 1931 : *Remarques sur les intercalations stériles d'une veine de houille de Mariemont Bascoup* (Pl. X), par André Duparque et Simone Defretin-Lefranc. T. LVI, p. 214, 1931 : *Étude microscopique d'anthracites et de houilles anthraciteuses du puits n° 5 du charbonnage de Mariemont Bascoup*, par André Duparque et J. W. Laverdière. T. LVII, 1932 : *A propos de la structure microscopique des anthracites. Les différents types pétrographiques d'anthracites et de houilles anthraciteuses. A propos des constituants macroscopiques des houilles et des anthracites. Remarques sur la préparation des surfaces polies de houille et d'anthracite. Remarques sur les rôles respectifs de la lignine et de la cellulose dans la genèse des charbons*, par André Duparque. T. LVII, 1933 : *L'emploi des méthodes photométriques dans l'étude microscopique des charbons*, par André Duparque. T. LIX, 1934 : *Structure microscopique des houilles du Bassin de la Sarre*, par André Duparque. T. LXI, p. 213, 1936 : *Caractères morphologiques des cuticules en sections horizontales* (Pl. VI et VII), par Marie Maret et André Duparque. T. LXI, p. 224, 1936 : *Caractères microscopiques des houilles bitu-*

mineuses de Faulquemont (Moselle) (Pl. VIII), par MARGUERITE GENESSEAU et ANDRÉ DUPARQUE. T. LXI, p. 240, 1936 : *Structure microscopique des houilles de la concession de Roche-la-Molière et Firminy (Loire)* (Pl. IX et X), par ANDRÉ DUPARQUE et YADOLLAH SAHABI. T. LXII, 1937 : *Les caractères pétrographiques des houilles du bassin de Kaïping (Chine)*, par PHILIPPE E. Y. SHEN et ANDRÉ DUPARQUE. T. LXVI, p. 15 à 123, 1946 : *Des rôles respectifs de l'examen microscopique et de l'analyse chimique dans l'étude pétrographique des houilles paléozoïques. Hétérogénéité et discontinuité des veines de houille. Remarques complémentaires sur l'analyse immédiate des houilles et leurs modes de formation. Sur les classifications techniques, chimiques et pétrographiques des houilles. Caractères pétrographiques des houilles à coke et des houilles cokéfiables*, par ANDRÉ DUPARQUE. T. LXVI, p. 137, 1946 : *Remarques préliminaires sur les caractères pétrographiques des grès et des schistes houillers du Nord de la France*, par ANDRÉ DUPARQUE. T. LXVII, 1946 : *Sur le mode de formation des grès westphaliens du Nord de la France. Remarques sur les lois générales de la sédimentation*, par ANDRÉ DUPARQUE. T. LXXI, 1951 : *La question des constituants macroscopiques des houilles. Un précurseur :* HENRY FAYOL. T. LXXII, 1952 et LXXIII, p. 36, 1953 : *Structure microscopique des houilles en surfaces simplement polies et en lames minces* et *Examens microscopiques des gayets en surfaces simplement polies et en lames minces*, par ANDRÉ DUPARQUE et VICTOR HEVIA-RODRIGUEZ. T. LXXIII, p. 247, 1953 : *Caractéristiques microscopiques des sclérotes et spores de champignons des houilles et des anthracites* et *Sur la véritable nature des tissus (?) de champignons des houilles paléozoïques*, par ANDRÉ DUPARQUE et CHARLES DELATTRE. T. LXVIII, 1948 : *Sur la formation de la houille et sur la présence de sols de végétation fossiles sous les couches de houille allochtones*, par ANDRÉ DUPARQUE. T. LXIX, 1949 : *Sur les houilles schisteuses et sur l'interstratification des houilles et des schistes dans certaines veines de charbon. Nouvelles remarques sur les caractères généraux de la sédimentation houillère*, par ANDRÉ DUPARQUE. T. LXIX, 1949. I. *L'étude microscopique de certains anthracites en lumière incidente polarisée.* II. *Les substances amorphes des houilles et des anthracites.* III. *Caractères pétrographiques d'un anthracite de Djerada (Maroc).* IV. *Sur un anthracite alpin à cassure concentrique de la mine de la Benoite (Briançonnais)*, par ANDRÉ DUPARQUE. Lille, 1922 à 1949; 34 fasc. 22 cm.

Extraits des *Comptes rendus du Congrès des sociétés savantes*, 1926 : *Application du microscope métallographique à l'étude des charbons de terre*, par ANDRÉ DUPARQUE. 1938 : *Caractères pétrographiques de quatre veines de houille des mines de Czeladz (Pologne)*, par ANDRÉ DUPARQUE. Lille, 1955 : *Les différents types pétrographiques de houilles et d'anthracites. Leur origine et leur mode de formation*, par ANDRÉ DUPARQUE; 3 fasc. 24 cm.

Les relations entre les compositions chimiques des houilles et les substances végétales dont elles dérivent, par ANDRÉ DUPARQUE. Extrait du *Nord industriel*, n° 23 de juin 1929; 1 feuille 32 cm.

La nature de la houille révélée par le microscope métallographique, par ANDRÉ DUPARQUE. Lille, Société des sciences de l'agriculture et des arts de Lille, 1927; 1 fasc. 25 cm.

Extrait de la *Revue de l'industrie minérale*, 1926 : *La structure microscopique et macroscopique de la houille. Son origine et son mode de formation*, par ANDRÉ

DUPARQUE; 1934 : *Les différents types pétrographiques de houilles du Nord de la France*, par ANDRÉ DUPARQUE, Saint-Étienne, Société anonyme de l'Imprimerie Théolier, 1927 et 1934; 2 fasc. 27 cm,

Le rôle des actions mécaniques dans l'évolution des couches de houille, par ANDRÉ DUPARQUE, in *Bulletin de la Société géologique de France*. T. XXVIII, 1928, 4e série; 1 fasc. 25 cm.

Rapport entre les propriétés industrielles des houilles et les compositions chimiques des substances végétales dont elles dérivent, par ANDRÉ DUPARQUE. Mémoire présenté au Congrès international des Mines, de la Métallurgie et de la Géologie appliquée, VIe session, Liège 22-28 juin 1930. Liége, H. Vaillant-Carmanne, 1931; 1 fasc. 30 cm.

Les caractères pétrographiques des houilles belges et néerlandaises, par ANDRÉ DUPARQUE. Extrait des *Comptes rendus de l'Association française pour l'avancement des sciences*, 56e session, juillet 1932. Paris, Secrétariat de l'Association, 1932; 1 fasc. 24 cm.

Mémoires de la Société géologique du Nord. Tome XI : 1° *Texte.* 2° *Planches. Structure microscopique des charbons du bassin houiller du Nord et du Pas-de-Calais.* Lille, Imprimerie centrale du Nord, 1933; 2 vol. 28 cm.

Publications du Bureau d'études géologiques et minières coloniales. Introduction aux études minières coloniales (Extrait). *L'étude microscopique des charbons*, par ANDRÉ DUPARQUE. Paris, Société d'éditions, 1934; 1 fasc. 24,5 cm.

Comité spécial du Katanga. *Annales du Service des mines.* T. V, 1934 : *Contribution à l'étude pétrographique des houilles de la Lukuga et de la Luéna*, par ANDRÉ DUPARQUE. Bruxelles, M. Hayez, 1935; 1 fasc. 29,5 cm.

Quinzième Congrès de chimie industrielle. Bruxelles, 22-28 septembre 1935. *Les caractères microscopiques des anthracites du bassin houiller belgo-français*, par ANDRÉ DUPARQUE. Paris, Chimie et Industrie, s. d., 1 fasc. polycopié 26 cm.

Structure microscopique des différents types de houilles belges du synclinal de Namur, par NELLY FORTIER et ANDRÉ DUPARQUE. Extrait du *Congrès international des mines, de la métallurgie et de la géologie appliquée*, VIIe session. Paris, 20-26 octobre 1935; 1 fasc. 28 cm.

Le cinquième Congrès mondial de l'Alliance française, 27-28 *mars* 1956. Paris, Secrétariat général de l'Alliance française, 1956; 1 fasc. 21 cm.

Flore générale de Belgique, publiée par WALTER ROBYNS. *Bryophytes*, Vol. I, Fasc. II, par CONSTANT VAN DEN BERGHEN. Bruxelles, Ministère de l'Agriculture, 1956; 1 fasc. 25 cm.

Institut des Parcs nationaux du Congo belge. Exploration du Parc national Albert, Mission Jean de Heinzelin de Braucourt. Fasc. II : *Les fouilles d'Ishango*, par JEAN DE HEINZELIN DE BRAUCOURT; Fasc. VII : *Écologie, Biologie et systématique des Cheiroptères*, par JACQUES VERSCHUREN. Bruxelles, 1957; 2 vol. 29 cm.

Description succincte et illustrée des Laboratoires techniques. Préface de G. DE SMET. Gand, Faculté des sciences, s. d., 1 fasc. 21 cm.

Theorie der Snelheidsverdelingen van veelvondig verstrooide neutronen in Uitgebreide materiele middens onderworpen aan thermische beweging, door CARL C. GROJEAN. Thèse. Gand, Faculté des sciences, 1955; 1 fasc. 24,5 cm.

Université de Gand. Liber memorialis. *Notices biographiques.* Tome I : *Faculté de philosophie et lettres. Faculté de droit.* Tome II : *Faculté des sciences et Écoles spéciales du génie civil et des arts et manufactures. Faculté de médecine.* Gand, Maison d'édition. I. Vanderpoorten, 1913; 2 vol. 28 cm.

Acta physiologica Scandinavica. Vol. XL. Supp. 137. *Studies on transfer of matter across membranes with special reference to the isolated human amniotic membrane and the exchange of amniotic fluid,* by LARS GARBY. Thèse, Uppsala, 1957; 1 vol. 23 cm.

Symboliæ botanicæ upsalienses. XV . 1. *Afroalpine vascular plants a taxonomic revision,* by OLOV HEDBERG. Thèse, Uppsala, A.-B. Lundequistska Bokhandeln, 1957; 1 vol. 25,5 cm.

Publications from the palæontological institution of the University of Uppsala, n° 17 *Middle Ordovician ostracodes of Central and Southern Sweden,* by VOLDAR JAANUSSON. Thèse. Reprinted from the *Bulletin of the geological institutions of the University of Uppsala.* Vol. XXXVII, Uppsala, 1957; 1 vol. 25,5 cm.

Encyclopédie biologique. T. LII. *Dictionnaire des huiles végétales,* par PAUL-H. MENSIER. Préface par CASIMIR CÉPÈDE. Paris, Paul Lechevalier, 1957; 1 vol. 25,5 cm (présenté par M. R. Heim).

Discurso proferido na sessão de encerramento do XXIII Congresso Luso-Espanhol. pelo ABILIO FERNANDES. Coïmbra, Associação portuguesa para o. progresso das ciências, 1956; 1 fasc. 26 cm.

Contribuiçao para o conhecimento das Lythraceæ *de Moçambique,* par ABILI,- FERNANDES e M. A. DINIZ. Separate de GARCIA DE ORTA. *Revista da Junta das Missões geograficas e de Investigaçoes do Ultramar.* Vol. IV, n° 3, 1956; 1 fasc. 26 cm.

Melastomataceæ africanæ novæ vel minus cognitæ-III, par ABILIO FERNANDES et ROSETTE FERNANDES, in *Boletim da Sociedade broteriana,* Vol. XXX, 2ª série, 1956; 1 fasc. 23,5 cm.

Extrait de *Memorias da Sociedade broteriana,* Vol. XI, 1956 : *Revisão das melastomatáceas do herbário nacional de Pretoria* et *Revisão das* Melastomatoideæ *do East african herbarium e do Southern Rhodesia government herbarium,* par ABILIO FERNANDES et ROSETTE FERNANDES; 2 fasc. 25 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la découverte. Série D, n° 45 : *Galilée devant les critiques de la postérité,* par A. C. CROMBIE. N° 46 : *L'interdépendance entre la science scolastique et les techniques utilitaires* (XIIe, XIIIe *et* XIVe *siècles*), par GUY BEAUJOUAN. Paris, 1957; 2 fasc. 18 cm.

Documentation mathématique. Textes publiés sous la direction de PAUL BELGODÈRE. Fasc. 34. *Répertoire des congrès et ouvrages collectifs figurant à la bibliothèque de l'Institut Henri Poincaré* (Cabinet du Département des sciences mathématiques). Liste dressée par MADELEINE ESTÈVE. Paris, Secrétariat mathématique, 1956; 1 fasc. polycopié 27 cm.

École normale supérieure. Séminaire H. Cartan et C. Chevalley. 8e année : 1955-1956. *Géométrie algébrique.* Paris, Secrétariat mathématique, 1956; 1 fasc. polycopié 27 cm.

Faculté des sciences de Paris. Séminaire Théo Kahan. 3e année : 1955-1956 : *Physique des ondes.* Séminaire Schwartz, 3e année : 1955-1956 : *Problèmes mixtes pour*

l'équation des ondes. Séminaire Paul Dubreil et Charles Pisot. 9e année 1955-1956 : *Algèbre et théorie des nombres.* Séminaire de *théories physiques* dirigé par Louis de Broglie. 25e année 1955-1956. Paris, Secrétariat mathématique, 1956; 4 fasc. polycopiés 27 cm.

Méthodes mathématiques de la Physique. Cours complémentaire (mars-avril-mai 1952). *Compléments divers sur la transformation de Laplace et les équations aux dérivées partielles,* par MAURICE JANET. Paris, Secrétariat mathématique, 1957; 1 fasc. polycopié 27 cm.

Academia R. P. R. Filiala Iasi. *Studii si cercetari stiintifice,* Anul V, 1954, nr 1-2: *Asupra unei teoreme a lui S. Banach,* de C. CORDUNEANU. Anul VII, 1956, fasc. 1 : *Cîteva pobleme globale referitoare la ecuatiile diferentiale neliniare de ordinul al doilea,* de C. CORDUNEANU; 2 fasc. 23,5 cm.

Analele stiintifice ale universitatii, Al. I. Cuza din Iasi (*Serie Noua*). *Sectiunea I. Matematica, Fizica, Chimie.* Tomul I, anul 1955, fasc. 1-2. Extras. *Asuppra unei probleme la limità pentru ecuatiile diferentiale neliniare de ordinul al doilea,* de C. CORDUNEANU; 1 fasc. 24 cm.

Buletin stiintific. Sectiunea de Stiinte matematice si fizice. Tomul VII, nr 2, 1955 : *Dependenta solutiilor ecuatiilor hiperbolice de coeficienti si de datele pe caracteristice,* de C. CORDUNEANU. Tomul VII, nr 3, 1955 : *Teoreme de existenta pe axa reala a solutiilor ecuatiilor diferentiale ueliniare de ordinal al doilea,* de C. CORDUNEANU; 2 fasc. 24 cm.

(*A suivre.*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 20 MAI 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Georges Darmois** dépose sur le Bureau de l'Académie une *Notice* sur la vie et l'œuvre de son prédécesseur, **Jean Chazy**, qui sera imprimée dans le Recueil des *Notices et Discours*.

M. **Frédéric Joliot** signale à l'Académie que l'Union internationale de chimie pure et appliquée, appelée à prendre une décision, lors de la réunion de sa XIXe Conférence, quant au choix de l'échelle à adopter pour la détermination des poids atomiques, a chargé Mlle Marguerite Perey, professeur de chimie nucléaire à l'Université de Strasbourg, d'un référendum dans tous les pays membres de l'Union.

Cette mesure est motivée par la grande divergence d'opinions qui s'est manifestée entre les Membres de la Commission des poids atomiques, alors que l'emploi d'échelles différentes pour la physique et la chimie semble anormal et que la spectrographie de masse a permis de montrer l'imprécision de l'échelle chimique.

Malgré les perturbations certaines, mais temporaires, que l'adoption d'une échelle commune pourrait amener, cette adoption semble souhaitable. L'opinion a été émise que le choix de $O = 16{,}000$ présenterait certains avantages.

Les physiciens et chimistes qui ont étudié la question, sont priés d'envoyer leur avis à Mlle Perey.

M. **Henri Humbert** présente et dépose sur le Bureau un Ouvrage en deux volumes intitulé : *Inventaire analytique de la Flore d'Auvergne et contrées limitrophes des départements voisins*, par Maurice Chassagne (1), dont il a écrit la *Préface*.

(1) *Encyclopédie biogéographique et écologique*, **11**, 458 pages ; **12**, 542 pages, Paris, Paul Lechevalier, 1956-1957.

CORRESPONDANCE.

MM. **Balthasar Van der Pol** et **Édouard Houdremont**, élus Correspondants pour les sections des Académiciens libres et des applications de la science à l'industrie, adressent leurs remercîments à l'Académie.

L'Académie est informée de ce que l'Assemblée annuelle de l'**Académie allemande des Curieux de la Nature** (**Leopoldina**) se tiendra cette année à Schweinfurt (Main).

M. **E.-J. Devroey**, Secrétaire perpétuel de l'Académie royale des sciences coloniales de Belgique, adresse en hommage à l'Académie une Notice intitulée : *Jean Tilho*, extraite du *Bulletin des séances* de cette Académie.

THÉORIE DES CORPS VALUÉS. — *Prolongement analytique dans les corps valués complets : préservation de l'analyticité par la convergence uniforme et par la dérivation; théorème de Mittag-Löffler généralisé pour les éléments analytiques.* Note (*) de M. **Marc Krasner**, présentée par M. Arnaud Denjoy.

Théorème 1. — *Si* D *est un domaine quasi connexe et si* $f_1(x), f_2(x), \ldots, f_n(x), \ldots$ *est une suite d'éléments analytiques de support* D, *qui converge uniformément sur* D, *la limite* $f(x)$ *des* $f_n(x)$ *sur* D *est un élément analytique de support* D (1).

Démonstration. — Soit $f_{n,i}(x)$ une suite approximante de $f_n(x)$ sur D. Si $\varepsilon_n = \operatorname{Sup} |f(x) - f_n(x)| (x \in D)$, on a $\varepsilon_n \to 0^+$ et il existe un $i(n)$ tel que $|f_{n,i(n)}(x) - f_n(x)| < \varepsilon_n$ partout sur D. Par suite, on a, pour tout $x \in D$, $|f_{n,i(n)}(x) - f(x)| < \varepsilon_n \to 0^+$ et les fonctions rationnelles $f_{n,i(n)}(x)$ convergent uniformément vers $f(x)$ sur D.

Théorème 2. — *Si* $f(x)$ *est un élément analytique de support* D, *sa dérivée* $f'(x) = \lim_{|h| \to 0^+} h^{-1}[f(x+h) - f(x)]$ *existe et est une fonction analytique sur* D.

Démonstration. — Soient $f_n(x)$ une suite approximante de $f(x)$ sur D, $f_{n,n+1}(x) = f_n(x) - f_{n+1}(x)$ et $f_{n,n+1}(x) = g_n(x) : h_n(x)$ [où $g_n(x)$, $h_n(x)$ sont des polynomes] une représentation irréductible de $f_{n,n+1}(x)$. Posons

$$M^{(a)}_{n,n+1}(r) = M_{f_{n,n+1}(x+a)}(r), \qquad M^{*}_{n,a}(r) = M_{g_n(x+a)}(r), \qquad M^{**}_{n,a}(r) = M_{h_n(x+a)}(r).$$

Par définition, $M^{(a)}_{n,n+1}(r) = M^{*}_{n,a}(r) : M^{**}_{n,a}(r)$ et on a $|h_n(x)| = M^{**}_{n,a}(|x-a|)$ s'il n'existe aucun pôle p de $f_{n,n+1}(x)$ tel que $|p-a| = |x-a|$, ce qui a sûrement lieu si $a \in D$ et la circonférence $S(a; |x-a|)$ est $\subseteq D$. La fraction

rationnelle $f_n(x)$ possède trivialement la dérivée $f'_n(x)$, qui en est aussi une, et on a $f'_{n+1}(x) = g'_n(x) h_n(x)^{-1} - f_{n,n+1}(x) h'_n(x) h_n(x)^{-1}$.

En plus, si $x_0 \in D$, il existe un cercle $C_0 \subseteq D$ de rayon non-nul et de centre x_0 ne contenant aucun pôle d'aucune $f_n(x)$. Par suite, toute $f_n(x)$ peut se développer sur C_0 en une série de Taylor $\Sigma a_{n,i}(x - x_0)^i$, et on a $f'_n(x_0) = a_{n,1}$.

Mais, puisque $f_n(x)$ converge uniformément vers $f(x)$ sur C_0, on a, sur C_0, $f(x_0 + h) = \Sigma a_i (x - x_0)^i$, où $a_i = \lim a_{n,i}$ (qui existe). Par suite, $f(x)$ est dérivable en x et $f'(x_0) = a_1 = \lim f'_n(x_0)$. Considérons la famille enchaînée Φ_D des domaines quasi connexes $D_{a,b} = D^*_{ab} \cup D^*_{ba} (a, b \in D)$ (¹), dont la réunion est D. Si l'on démontre que $f'(x)$ est un élément analytique sur tout $D_{a,b}$ le théorème en résultera. Pour le faire, il suffit de montrer que $f'_{n,n+1}(x)$ tend uniformément vers o sur $D_{a,b}$ ou, ce qui revient au même, sur $D^*_{a,b}$ et sur $D^*_{b,a}$. Remarquons que $m_n = \operatorname{Sup} M^{(a)}_{n,n+1}(r) = \operatorname{Sup} |f'_{n,n-1}(x)|$, où x parcourt $D^*_{a,b}$ et où r varie de o à $d(a, b)$, tend vers o^+. Or, si $x \in D^*_{a,b}$, la circonférence $S(a; |x - a|)$ de centre a et de rayon $r = |x - a|$ est $\subset D^*_{a,b}$. Par suite, il n'existe aucun pôle p d'aucune $f_{n,n+1}(x)$ tel que $|p - a| = |x - a|$, d'où $|h_n(x)| = M^{**}_{n,a}(r)$. D'autre part, si $g(x) = \Sigma c_i x^i$ est un polynome, on a $|g'(x)| = |\Sigma i c_i x^{i-1}|$, donc est $\leqq \operatorname{Max} |i c_i x^{i-1}| \leqq \operatorname{Max}(|c_i| |x|^{i-1}) = |x|^{-1} M_g(|x|)$. On a, ainsi, si $x \in D^*_{a,b}$, $|g'(x) h(x)| \leqq M^*_{n,a}(r) r^{-1} : M^{**}_{n,a}(r) = r^{-1} M^{(a)}_{n,n-1}(r)$ et, de même, $|f_{n,n+1}(x) h'(x) h(x)^{-1}| \leqq M^{(a)}_{n,n+1}(r) [r^{-1} M^{**}_{n,a}(r)] : M^{**}_{n,a}(r) = r^{-1} M^{(a)}_{n,n+1}(r)$. Par suite, on a $|f'_{n,n+1}(x)| \leqq |x - a|^{-1} M^{(a)}_{n,n+1}(|x - a|)$. Soit d_a l'infimum de la distance de a aux $y \notin D$ (donc $d_a > o^+$). Si $a' \neq a$ tel que $r_0 = d(a, a')$ soit $< \operatorname{Min}[d_a, d(a, b)]$, il en résulte que, $D^*_{a',b} = D^*_{a,b}$, $M^{(a)}_{n,n+1}(|x - a|) \leqq m_n$, $M^{(a')}_{n,n-1}(x - a') \leqq m_n$, $\operatorname{Max}(|x - a|, |x - a'|) \geqq r_0$, ce qui entraîne $|f'_{n,n+1}(x)| \leqq r_0^{-1} m_n$. Comme r_0 ne dépend pas de n et comme $m_n \to o^+$, on a $|f'_{n,n-1}(x)| \leqq r_0^{-1} m_n \to o^+$ et $f'_{n,n-1}(x)$ tend uniformément vers zéro sur $D^*_{a,b}$.

CONSÉQUENCE 1. — *La dérivée $f'(x)$ d'une fonction $f(x)$ analytique sur un ensemble E existe partout sur E et y est analytique. Il en est de même pour ses dérivées supérieures $f''(x)$, $f'''(x)$, ...*

CONSÉQUENCE 2. — *Si $\Phi(x, y, y_1, \ldots, y_n) = \Psi(y, y_1, \ldots, y_n)$ est un polynome en $y, y_1, \ldots, y_n$ à coefficients fonctions analytiques de x, et si une fonction analytique $y(x)$ satisfait à l'équation différentielle $\Phi(x, y, y', \ldots, y^{(n)}) = o$ sur un ensemble de points Δ ayant un point limite x_0 appartenant aux domaines d'analyticité de $y(x)$ et de tous les coefficients de Ψ, elle y satisfait en tout point commun à ces domaines d'analyticité.*

Dans ce qui suit, le mot « cercle » va désigner toute image d'un cercle au sens habituel (pouvant être un point) par une homographie, ce qui revient à ajouter les « cercles » $|x - c| \geqq r$ (où r est d'espèce o ou +) de centre ∞. Si T est un ensemble de cercles disjoints de k', un $C \in T$ est dit *isolé* s'il existe un cercle $C' \supset C$ disjoint avec tout autre cercle $\in T$. L'ensemble T' des cercles non isolés de T sera dit le *dérivé* de T. On définit, par induction transfinie, pour tout

ordinal α, le $\alpha^{ième}$ *dérivé* $T^{(\alpha)}$ de T. Il existe un α tel que $T^{(\alpha)} = T^{(\alpha+1)}$, et $P(T) = T^{(\alpha)}$, qui n'a aucun cercle isolé, sera dit le *noyau parfait* de T. Si $P(T) = \varnothing$, T est dit *réductible*. Si T est dénombrable, il existe des α dénombrables tels que $T^{(\alpha)} = P(T)$. Un domaine quasi connexe sera dit *anti circulaire* si son complémentaire est la réunion d'une famille dénombrable (ou finie) T de cercles disjoints. Si T est réductible, D est dit *réductible*. Les $C \in T$ seront dits les *trous* de D, et C est dit *réductible* si $C \notin P(T)$.

Soient Q une couronne bicirconférenciée $r_1 \leq |x - c| \leq r_2$ (où r_1 et r_2 sont réels), C son cercle intérieur $|x - c| < r_1$, $c' \in C$, $\lambda = |c' - c| : r_1 < 1$. Soit $l(x) = \Sigma a_i(x - c)^i$ une série de Laurent uniformément convergente sur Q, et soient $l_r^{(c)}(x)$ et $l_p^{(c)}(x)$ ses parties régulière et principale. On démontre comme dans le corps complexe (à quelques simplifications près) que $l(x)$ est développable en une série de Laurent $\Sigma a'_i(x - c')^i$ uniformément convergente sur Q et dont les parties régulière $l_r^{(c')}(x)$ et principale $l_p^{(c')}(x)$ sont égales, partout sur Q, à $l_r^{(c)}(x)$ et $l_p^{(c)}(x)$ respectivement. Ainsi, $l_p^{(c)}(x)$ ne dépend que de C et sera dite la C-*partie principale* $l_p^{(C)}(x)$ de $l(x)$. Si m est le suprémum de $|l(x)|$ sur Q, on a, en vertu de l'inégalité de Cauchy, si $x \in Q$, $|l_p^{(C)}(x)| \leq m$, et, puisque $l_p^{(C)}(x)$ est une série de Taylor par rapport à $(x - c)^{-1}$, il en est de même si $|x| > r_2$. Si $a \notin Q$, $(x - a)^{-1}$ est développable en une série de Laurent convergente sur Q, qui est régulière ou principale selon que $a \notin C$ ou $a \in C$. Par suite, si $l(x)$ est une fraction rationnelle, dont les pôles soient $p_1, p_2, \ldots, p_s$ (parmi lesquels peut se trouver ∞), et si $a_0 + \Sigma a_{i,j}(x - p_i)^j$ ($j < 0$; $x - \infty$ est à remplacer par x^{-1}) est sa décomposition en éléments simples, $l_p^{(C)}(x)$ est la somme des $a_{i,j}(x - p_i)^j$, étendue à tous les i tels que $p_i \in C$.

Soit $f(x)$ un élément analytique à support anticirculaire D, dont soit T l'ensemble des trous, et soit $f_n(x)$ une suite approximante de $f(x)$ sur D. Notons $\bar{f}_n^{(\alpha)}(x)$ la somme des $f_{n,p}^{(C)}(x)$ (qui n'a qu'un nombre fini de termes non nuls), où C parcourt les trous $\notin T^{(\alpha)}$ de D, et soit $f_n^{(\alpha)}(x) = f_n(x) - \bar{f}_n^{(\alpha)}(x)$.

THÉORÈME 3. — *Si* C *est un trou réductible de* D, *les fractions rationnelles* $f_{n,p}^{(C)}(x)$ *convergent uniformément sur* D *vers une série de Laurent principale* $f^{(C)}(x)$ *en* $x - c$ ($c \in C$). *Pour tout ordinal dénombrable* α, *la somme* $\Sigma f^{(C)}(x)$, *où* C *parcourt les trous* $\notin T^{(\alpha)}$ *de* D, *converge uniformément sur* D *vers un élément analytique,* $\bar{f}^{(\alpha)}(x)$, *dont les* $\bar{f}_n^{(\alpha)}(x)$ *constituent une suite approximante. L'élément analytique* $f(x) - \bar{f}^{(\alpha)}(x)$, *approximé par les* $f_n^{(\alpha)}(x)$, *est subordonné à un élément analytique* $f^{(\alpha)}(x)$ *ayant la même suite approximante, et dont le support* D_α *est le complémentaire de* $\bigcup T^{(\alpha)}$. *Si* $f_P(x) = f^{(\alpha)}(x)$, *où* $T^{(\alpha)} = P(T)$, *son support est le complémentaire de* $\bigcup P(T)$ *et, si* T *est réductible,* $f_P(x)$ *est une constante.*

Préliminaires de démonstration. — Soient C un trou isolé de D, $r(C)$ son rayon, $c \in C$. Il existe un nombre réel $r_2 > r(C)$ tel que, pour tout nombre réel r_1, $r_2 \geq r_1 > r(C)$, la couronne $Q : r_2 \geq |x - c| \geq r_1$, soit disjointe

avec $\bigcup$ T. Comme aucun pôle d'aucune $f_n(x)$ n'est $\in Q$, $f_n(x)$ se développe en une série de Laurent $l_n(x)$ en $x-c$, qui converge uniformément sur Q. Comme les $f_n(x)$ convergent uniformément sur $Q \subseteq D$, leur limite $f(x)$ est aussi égale sur D à la somme d'une série de Laurent $l(x)$, qui y converge uniformément, et la partie principale $l_p(x)$ de $l(x)$ est la limite uniforme sur D de celles $l_{n,p}(x)$ des $l_n(x)$. $|l_{n+1,p}(x)-l_{n,p}(x)|$ ne dépasse pas, dans toute couronne Q de cette forme, le suprémum de $|f_{n,n+1}(x)|=|f_{n+1}(x)-f_n(x)|$ dans Q, et, *a fortiori*, son suprémum m_n dans $D \supseteq Q$.

D'autre part, comme $l_{n+1,p}(x)-l_{n,p}(x)$ est une série de Taylor en $(x-c)^{-1}$, sa valuation pour les x tels que $|x|>r_2$ ne dépasse pas, non plus, m_n. Ainsi, les $l_{n,p}(x)=f^{(C)}_{n,p}(x)$ convergent uniformément vers $l_p(x)$, pour tout $r_1>r(C)$, sur le cercle $|x|\geqq r_1$. D'autre part, quelque soit un tel r_1, $|l_{n+1,p}(x)-l_{n,p}(x)|$ est, sur tout ce cercle, $\leqq m_n$. Par suite, la convergence est uniforme sur la réunion des cercles $|x|\geqq r_1>r(C)$, c'est-à-dire sur le complémentaire de C, donc sur D. La limite $f^{(C)}(x)$ des $f^{(C)}_{n,p}(x)$ sur D y est égale à la somme de la série $l_p(x)$, complètement déterminée par $f(x)$, et, puisque les $f^{(C)}_{n,p}(x)$ sont des fractions rationnelles, elle est un élément analytique.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) *Voir* mes notes antérieures, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1304, 1599 et 1996.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Calcul approché du troisième ordre d'un clapotis parfait monochromatique*. Note (*) de M. **Gabriel Chabert d'Hières**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note précédente (1) dont nous reprenons toutes les notations, nous avons donné les équations différentielles des approximations. Nous nous proposons ici d'expliciter ces équations pour obtenir une solution (purement formelle) du clapotis parfait, exacte au troisième ordre d'approximation en A inclusivement.

Les diverses substitutions entraînent des calculs simples mais longs. Nous ne les détaillerons pas, faute de place. Nous allons simplement indiquer les principaux résultats et l'application des diverses remarques de (1) montrera que les équations des trois premiers ordres n'admettent qu'une seule solution du type (1) de (1).

Tout d'abord, à chacun des ordres les conditions à la surface donnent la même relation entre T et λ_0 (partie principale de λ), qui s'écrit

$$C_{m,n,p}(n^2\nu^2\,\mathrm{ch}\,p\mu_0 h - p\mu_0 g\,\mathrm{sh}\,p\mu_0 h)=0, \tag{4}$$

où $C_{m,n,p}$ est un coefficient qui caractérise l'amplitude de la composante de période $T_n=T/n$ et de longueur d'onde $\lambda_p=\lambda_0/p$ dans les termes de l'approxi-

mation d'ordre m. Or, dans les formules (1) de ([1]), on a supposé que T et λ étaient les plus grandes périodes, temporelles et spatiales, du phénomène étudié. Par conséquent, $C_{1,1,1}$ n'est pas nul et

$$\nu^2 \operatorname{ch}\mu_0 h - \mu_0 g \operatorname{sh}\mu_0 h = 0. \tag{5}$$

On retrouve la formule d'Airy. Mais la relation (4) montre de plus que l'on peut, pour des valeurs très particulières des données ν et h, qui déterminent μ_0, trouver des couples de valeurs n et p supérieures à l'unité. Dans ce cas, le fondamental possèderait un ou plusieurs harmoniques dont la longueur d'onde serait aliquote de λ, jouissant, avec le fondamental, de toutes les caractéristiques du clapotis parfait. Mais il s'agit là d'un cas très particulier qui trouve sa place dans l'étude d'une houle complexe [*cf.* ([3])]. La discussion détaillée de ce régime sera publiée ailleurs. Ce cas particulier écarté les $C_{m,n,p}$ sont nuls sauf pour $n=p=1$. Ensuite, par un choix du paramètre A on peut déterminer tous les $C_{m,1,1}$ en fonction de l'amplitude.

D'autre part, à chaque ordre d'approximation, on trouve des termes indéterminés de la forme $\alpha_{m,0,p}(y_0)\sin p\mu_0 x_0$ pour x et $\gamma_{m,0,p}(y_0)\cos p\mu_0 x_0$ pour y, indépendants de t. Ils vérifient, en général, les équations du groupe (G) de transformations, défini dans ([1]). Le changement de variables :

$$\begin{cases} x'_0 = x_0 + A^m \alpha_{m,0,p}(y_0)\sin p\mu_0 x_0, \\ y'_0 = y_0 + A^m \gamma_{m,0,p}(y_0)\cos p\mu_0 x_0, \end{cases} \tag{6}$$

permet de les éliminer. Au deuxième ordre (et plus généralement aux ordres pairs) certains termes ne remplissent pas toutes les conditions de (G), notamment $\gamma_{2,0,2}(y_0)$. Mais l'usage des transformations de (G) permet toujours de réduire l'arbitraire à une forme canonique.

Cette méthode de calcul donne, pour les deux premiers ordres d'approximation, des résultats identiques à ceux de R. Miche dans ([2]). Ceux de C. Carry dans ([4]) n'en diffèrent que par une transformation de (G).

Les calculs poussés au troisième ordre d'approximation apportent des résultats que nous croyons nouveaux.

D'abord, on trouve une correction de longueur d'onde en fonction de l'amplitude :

$$\lambda = \lambda_0\left[1 - A^2\frac{\mu_0^2}{\operatorname{sh}^2\mu_0 h}\,\frac{\operatorname{sh}2\mu_0 h(\operatorname{ch}^2\mu_0 h - 2) + 11\operatorname{ch}^2\mu_0 h - 2}{2\mu_0 h + \operatorname{sh}2\mu_0 h}\right]. \tag{7}$$

L'approximation du troisième ordre est trop longue pour être reproduite ici; nous ne donnons que l'équation cartésienne de la surface libre :

$$\begin{aligned} Y = {} & -2A\cos\mu x\sin\nu t + \frac{\mu A^2}{2\theta^2}[-(\theta^2+1)\cos 2\mu x + \theta^2(3\theta^2-1)\cos 2\mu x\cos 2\nu t] \\ & + A^3[S(\theta)\cos 3\mu x\sin\nu t + V(\theta)\cos\mu x\sin 3\nu t + W(\theta)\cos 3\mu x\sin 3\nu t] \end{aligned} \tag{8}$$

dans laquelle A est le quart de l'amplitude du fondamental en t et x et où l'on a posé

$$\theta = \coth \mu h,$$

$$S(\theta) = \frac{\mu^2}{32\theta^4}(45\theta^9 - 60\theta^8 - 138\theta^7 + 107\theta^6 + 121\theta^5 - 78\theta^4 - 28\theta^3 + 27\theta^2 - 4),$$

$$V(\theta) = \frac{\mu^2}{96}(27\theta^4 + 60\theta^2 - 48\theta - 127),$$

$$W(\theta) = \frac{\mu^2}{24}(9\theta^6 + 15\theta^4 - 11\theta^2 + 12\theta - 7).$$

Voici deux remarques qui nous paraissent présenter un certain intérêt physique :

1° La solution trouvée est irrotationnelle jusqu'au troisième ordre d'approximation inclusivement. Nous croyons que, aux ordres pairs supérieurs au second, le rotationnel est différent de zéro.

2° D'après (7), la longueur d'onde diffère de la valeur que possèdent les houles irrotationnelles ou rotationnelles, au second ordre en A, actuellement connues. Il convient donc de se demander si la superposition de deux houles différentes n'influe pas sur la valeur de la longueur d'onde des composantes.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) G. CHABERT D'HIÈRES, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2474.

(2) *Ann. Ponts et Chaussées*, 114, 1944, p. 25-61.

(3) F. BIESEL, *La Houille Blanche*, 7, 1952, p. 372-376.

(4) *La Houille Blanche*, 8, 1953, p. 482-494.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Calcul approché au troisième ordre d'une houle de gravité.* Note (*) de M. **ANDRÉ DAUBERT**, présentée par M. Henri Villat.

Dans une Note précédente [*cf.* (1)] (1) dont nous reprenons toutes les notations, nous avons donné les équations différentielles des approximations. Nous nous proposons ici d'expliciter ces équations pour obtenir les lois de l'onde, exactes au troisième ordre en A, inclusivement.

Les $a_{n,p}(\psi)$, pour p différent de 0 et 1, sont déterminés, pour un n donné, par l'équation (1′) et les deux constantes arbitraires de l'intégrale générale sont explicitées grâce aux conditions (2′) et (3′).

Pour $p=1$, et un n donné, après intégration de (1′), $a_{n,1}(\psi)$ contient les deux constantes arbitraires d'intégration et q_{n-1} (ou $1/c_0$ pour $n=1$). La condition au fond (2′) permet d'éliminer une des deux constantes d'intégration et la condition à la surface libre (3′) permet alors le calcul de q_{n-1} (ou $1/c_0$ pour $n=1$), — l'autre constante d'intégration s'éliminant dans l'écriture de (3′). Enfin la condition (5′) achève de déterminer $a_{n,1}(\psi)$ en fournissant la deuxième constante d'intégration.

Pour $p=0$, après intégration de $(1')$, les deux constantes d'intégration figurant dans $a_{n,0}(\psi)$ sont déterminées par les conditions $(2')$ et $(4')$. En écrivant le condition $(3')$ on détermine alors $K_{1,n}$.

Voiei le tableau des $a_{n,p}(\psi)$:

$$
\begin{array}{lll}
n. & p. & \\
1\ldots\ldots & 0\ldots\ldots & a_{10}(\psi) = {}^1F_{1,0}(\psi) + \frac{\psi}{q}\,{}^1F_{1,0}(-q) \\
 & 1\ldots\ldots & a_{1,1}(\psi) = b_{1,1}\,\mathrm{sh}\,\rho \\
 & 2\ldots\ldots & a_{1,2}(\psi) \equiv 0 \\
 & 3\ldots\ldots & a_{1,3}(\psi) \equiv 0 \\
2\ldots\ldots & 0\ldots\ldots & a_{2,0}(\psi) = \mu b_{1,1}^2\left[\mathrm{sh}\,2\rho - \left(1+\frac{\psi}{q}\right)\mathrm{sh}\,2\alpha\right] + {}^1F_{2,0}(\psi) + {}^2F_{2,0}(\psi) \\
 & & \qquad + \frac{\psi}{q}\left[{}^1F_{2,0}(-q) + {}^2F_{2,0}(-q)\right] \\
 & 1\ldots\ldots & a_{2,1}(\psi) = \beta_{2,1}(\psi)\,\mathrm{sh}\,\rho + \gamma_{2,1}(\psi)\,\mathrm{ch}\,\rho \\
 & 2\ldots\ldots & a_{2,2}(\psi) = \frac{\mu}{4} b_{1,1}^2\left[3\coth^2\alpha - 1\right]\mathrm{sh}\,2\rho \\
 & 3\ldots\ldots & a_{2,3}(\psi) \equiv 0 \\
3\ldots\ldots & 0\ldots\ldots & a_{3,0}(\psi) = {}^1F_{3,0}(\psi) + {}^3F_{3,0}(\psi) + \frac{\psi}{q}\left[{}^1F_{3,0}(-q) + {}^3F_{3,0}(-q)\right] \\
 & 1\ldots\ldots & a_{3,1}(\psi) = \beta_{3,1}(\psi)\,\mathrm{sh}\,\rho + \gamma_{3,1}(\psi)\,\mathrm{ch}\,\rho \\
 & 2\ldots\ldots & a_{3,2}(\psi) = \beta_{3,2}(\psi)\,\mathrm{sh}\,2\rho + \gamma_{3,2}(\psi)\,\mathrm{ch}\,2\rho \\
 & 3\ldots\ldots & a_{3,3}(\psi) = \frac{\mu^2}{8} b_{1,1}^3\left\{\left[\frac{1}{2}(3\coth^2\alpha - 1) + \coth^2\alpha\right]\mathrm{sh}\,3\rho - (3\coth^2\alpha - 2)\,\mathrm{sh}\,\rho\right\}
\end{array}
$$

où l'on a posé

$$\alpha = \frac{\mu q}{c_0} \quad \text{et} \quad \rho = \frac{\mu}{c_0}(\psi + q), \quad b_{1,1} = \frac{1}{2\,\mathrm{sh}\,\alpha} \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{2\pi}{\lambda}.$$

Dans ce tableau où $n=1, 2, 3$ et $p=1, 2, 3, \ldots, \infty$: tous les termes pour lesquels $p>n$, sont identiquement nuls;

tous les termes pour lesquels $n=p$ sont indépendants du rotationnel ζ;

tous les termes pour lesquels $n=p+1$, sont des fonctionnelles de ζ_1; et sont identiquement nuls lorsque $\zeta_1 \equiv 0$;

tous les termes pour lesquels $n=p+2$, sont des fonctionnelles de ζ_1 et ζ_2, non nulles lorsque ζ_1 et ζ_2 sont nuls.

Enfin le terme $a_{3,0}(\psi)$ est une fonctionnelle de ζ_1 et ζ_3 identiquement nulle lorsque ζ_1 et ζ_3 le sont.

Dans une publication ultérieure, on explicitera toutes les fonctions de ce tableau ainsi que B et K_1.

On a pu établir que, si l'on continuait indéfiniment le tableau précédent en considérant $p=0, 1, 2, \ldots, \infty$ et $n=1, 2, 3, \ldots, \infty$:

1° pour $p>n$, les $a_{n,p}$ sont identiquement nuls;

2° pour $n-n_0<p\leqq n$, les $a_{n,p}$ sont indépendants des ζ_n pour lesquels $n\geqq n_0$.

Il s'ensuit que si le rotationnel $2\zeta = f(\psi, A)$ est d'ordre l en A, l'équation cartésienne de la surface libre de toutes les houles de longueur d'onde λ, à l'ordre $l+1$ en A, inclusivement, est indépendante de ζ. Seule la célérité à l'ordre l est influencée par ζ.

On explique ainsi le grand intérêt pratique des houles irrotationnelles calculées par C. G. Stokes [*cf.* (2)] et Sretensky [*cf.* (3)].

On trouvera dans (2) et dans la généralisation de la houle de Gerstner au cas de la profondeur finie faite par J. Kravtchenko et A. Daubert [*cf* (4)], l'équation cartésienne de la surface libre à l'ordre $l+1$ en A inclusivement ($l = 1$ ou 2). Elles restent, par conséquent, encore valables lorsque le tourbillon est arbitraire d'ordre l en A, et ont été retrouvées directement dans le présent calcul.

Mais il faudra y prendre pour $c = \lambda/T$ les valeurs

$$c = c^0[1 + A\eta_1] \qquad \text{pour} \quad l = 1,$$

ou

$$c = c_0\left[1 + \frac{A^2\mu^2}{2}\left(\frac{\text{ch}\,4\mu H + 8}{\text{sh}^4\mu H} - \frac{\coth\mu H}{\mu H}\right) + A^2\eta_2\right] \qquad \text{pour} \quad l = 2,$$

où

$$\mu = \frac{2\eta}{\lambda}, \qquad c_0 = \sqrt{g\frac{1}{\mu}\,\text{th}\,\mu H};$$

$$\eta_l = -\frac{1}{c_0^2\,\mu H\,\text{sh}\,2\mu H}\int_0^{-C_0 H}\zeta_l(\psi)\left[\mu H\,\text{sh}\,\frac{2\mu}{c_0}(\psi + C_0 H) - \frac{\mu}{c_0}(\psi + c_0 H)\,\text{sh}\,2\mu H\right]d\psi,$$

en adoptant pour définition de la célérité

$$c = \frac{1}{B} \quad [cf.\ (^1)].$$

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) A. DAUBERT, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 2472.

(2) *Mathematical and Physical Papers*, **1**, 1880, p. 319.

(3) *Izvestia de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S. Division des Sciences techniques*, 5, 1952, p. 688-698.

(4) *Houille Blanche*, **12**, 1957 (sous presse).

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la propagation d'ondes magnétiques classiques dans un fluide de doublets magnétiques.* Note de MM. **GILBERT KARPMAN** et **JEAN-PIERRE VIGIER**, présentée par M. Louis de Broglie.

Appliquant la théorie proposée dans une Note précédente, on étudie la propagation des ondes de spin dans un fluide de doublets magnétiques. L'analyse des équations du mouvement montre que l'on obtient une équation analogue à celle proposée par Döring, Herring et Kittel dans l'étude des ondes quantiques de spin.

Dans une Note précédente, l'un de nous (1) a montré que le potentiel vecteur $\vec{A}$ du champ créé par un fluide de doublets de densité de moment magnétique $\vec{M}$ s'écrivait en un point :

$$\vec{A} = \frac{1}{4\pi}\int \frac{1}{r}\left(\operatorname{rot}\vec{M}\right) dv - \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma_0} \vec{n} \wedge \vec{M}\frac{ds}{r} + \frac{1}{4\pi}\int_{\Sigma'_0} \vec{n} \wedge \vec{M}\frac{ds}{r}$$

(Σ_0 et Σ'_0 désignant des sphères concentriques de vecteur normal $\vec{n}$ entourant le point considéré). Les deux dernières intégrales sont négligeables devant la première : la seconde pour des raisons de symétrie du champ de doublets et la troisième en raison de la décroissance en $1/r$ du potentiel vecteur. Développant rot M en série, on obtient alors en première approximation pour le champ d'interaction : $\vec{B}_2 = \omega\,\overrightarrow{\operatorname{grad}}(\operatorname{div}\vec{M}) - \omega\,\Delta\vec{M}$ où ω est un volume élémentaire entourant le point considéré.

Compte tenu du fait que $\operatorname{div}\vec{M} = 0$, on arrive à l'interaction $\vec{B}_2 = -\omega\,\Delta\vec{M}$ qui fournit pour l'énergie d'interaction une expression identique à l'énergie d'échange quantique introduite habituellement dans la théorie des ondes de spin dans les milieux ferromagnétiques (2).

Étudions maintenant la propagation des ondes dans un tel milieu, assimilable à un fluide de toupies solides, fixés en position, chargées électriquement, et en rotation rapide, de façon que l'on puisse négliger leurs interactions électriques devant leurs interactions magnétiques.

2. *Équations du mouvement.* — Soit $\vec{S}$ le moment cinétique du solide (chargé électriquement). Les équations d'Euler nous donnent : $d\vec{S}/dt = \vec{\Gamma}$ où $\vec{\Gamma}$ est le couple s'exerçant sur la toupie.

Mais, on a : $\vec{M} = \mu\vec{S}$, où $\vec{M}$ est le moment magnétique de la toupie et μ une constante.

Utilisons le calcul précédent. Dans un fluide de toupies, on aura :

$$\vec{\Gamma} = \mu\vec{S} \wedge (\vec{H}_i + \vec{H})$$

où $\vec{H}_i$ est le champ magnétique dû aux toupies entourant le point considéré, et où H est le champ magnétique extérieur

$$\vec{H}_i = -\mu K\,\Delta\vec{S},$$

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \mu\vec{S} \wedge (-\mu K\,\Delta\vec{S} + \vec{H}) \tag{1}$$

en multipliant scalairement par $\vec{S}$, on trouve $\vec{S}.d\vec{S}/dt = 0$ ce qui exprime naturellement la conservation de $|S|^2$ au cours du temps.

Équation des ondes de petites amplitudes. — Posons :

$$\vec{S} = \vec{S}_0 + \vec{\varepsilon} \qquad \text{où} \quad |\varepsilon|^2 \ll |S_0|^2 \tag{10}$$

Substituons dans (I) on obtient :

$$\dot{\vec{S}}_0 + \dot{\vec{\varepsilon}} = -\mu^2(\vec{S}_0 + \vec{\varepsilon}) \wedge k\Delta(\vec{S}_0 + \vec{\varepsilon}) + \mu(\vec{S}_0 + \vec{\varepsilon}) \wedge \vec{H}.$$

Négligeons les termes en ε^2, il vient

$$\left(\dot{\vec{S}}_0 + \mu^2 K\vec{S}_0 \wedge \Delta\vec{S}_0 - \mu\vec{S}_0 \wedge \vec{H}\right) + \left(\dot{\vec{\varepsilon}} + \mu^2 K\vec{\varepsilon} \wedge \Delta\vec{S}_0 - \mu\vec{\varepsilon} \wedge \vec{H}\right) + \mu^2 K\vec{S}_0 \wedge \Delta\vec{\varepsilon} = 0.$$

La première parenthèse est nulle en vertu des équations du mouvement (8). Il reste alors :

$$\text{(II)} \qquad \dot{\vec{\varepsilon}} + K\mu^2\vec{\varepsilon} \wedge \Delta\vec{S}_0 - \mu\vec{\varepsilon} \wedge \vec{H} + K\mu^2\vec{S}_0 \wedge \Delta\vec{\varepsilon} = 0.$$

Cherchons une solution du type sinusoïdal. Posant alors $\Delta\vec{\varepsilon} = -P^2\vec{\varepsilon}$, l'équation (II) devient :

$$\dot{\vec{\varepsilon}} + K\mu^2(\vec{\varepsilon} \wedge \Delta\vec{S}_0 - \vec{S}_0 \wedge P^2\vec{\varepsilon}) + \mu\vec{\varepsilon} \wedge \vec{H} = 0.$$

Soit

$$\dot{\vec{\varepsilon}} + \vec{\varepsilon} \wedge \left(K\mu^2\Delta\vec{S}_0 + K\mu^2 P^2\vec{S}_0 + \mu\vec{H}\right) = 0.$$

Posons :

$$K\mu^2\left(\Delta\vec{S}_0 + P^2\vec{S}_0\right) + \mu\vec{H} = \vec{A}'.$$

Il vient :

$$\dot{\vec{\varepsilon}} + \vec{\varepsilon} \wedge \vec{A}' = 0.$$

Reste donc à résoudre le système de relation :

$$\text{(III)} \qquad \begin{cases} a. & \dot{\vec{\varepsilon}} + \vec{\varepsilon} \wedge \vec{A}' = 0; \\ b. & \vec{\varepsilon} + P^2\Delta\vec{\varepsilon} = 0. \end{cases}$$

Il s'intègre sans difficultés si l'on peut supposer $\vec{A}' \ll \dot{\vec{\varepsilon}}$ ($\vec{A}'$ varie lentement devant $\vec{\varepsilon}$, ce qui est naturel puisque $|\varepsilon|$ est petit devant $|S_0|$ par hypothèse). Choisissons en effet dans ce cas, le système d'axes tel que oz soit parallèle à A. Les équations III_a s'écrivent :

$$\begin{aligned} \dot{\varepsilon}_1 + \varepsilon_2 A'_3 &= 0, \\ \dot{\varepsilon}_2 - \varepsilon_1 A'_3 &= 0, \\ \dot{\varepsilon}_3 \qquad &= 0. \end{aligned}$$

et l'on trouve alors facilement en tenant compte de la condition III b :

$$\begin{aligned} \varepsilon_1 &= a_0 \sin\left(A_3 t - \vec{q}.\vec{r} - \varphi_0\right), \\ \varepsilon_2 &= a_0 \cos\left(A_3 t - \vec{q}.\vec{r} - \varphi_0\right), \\ \varepsilon_3 &= b_0 \cos\left(\vec{q}.\vec{r} - \psi_0\right) \end{aligned}$$

où ε_1, ε_2, ε_3 désignent les composantes x, y, z du vecteur $\vec{\varepsilon}$, a_0, b_0, φ_0, ψ_0 des constantes dépendant des conditions initiales, $\vec{q}$ et $\vec{r}$ étant l'un un vecteur constant, et l'autre le vecteur (x, y, z).

La fréquence de ces ondes est donc (il s'agit des ondes se propageant sur ε_1 et ε_2) :

$$\text{(IV)} \qquad \frac{1}{2\pi} A'_3 = \frac{1}{2\pi} \left| K \mu_0^2 (\Delta \vec{S}_0 + P^2 \vec{S}_0) + \mu \vec{H} \right|$$

où $|X|$ indique la norme du vecteur X. On voit qu'il y aura dispersion en général, S_0 n'étant évidemment pas constant.

Si $\vec{S}_0$ est parallèle à $\vec{H}$, et si $\Delta\vec{S}_0 \ll \vec{S}_0$ et $\vec{H}$, on retrouve les résultats que Döring, Herring et Kittel (²), qui, partis d'une équation d'onde formellement analogue à (I) parvenaient à la fréquence :

$$\text{(V)} \qquad \omega = \frac{1}{2\pi} \left| K \mu^2 P^2 \vec{S}_0 + \mu \vec{H} \right|,$$

dans le cas où $\vec{S}_0$ est parallèle à $\vec{H}$. Il suffit en effet de changer S en — S, ce qui n'introduit aucune modification importante dans l'équation (II) pour retrouver l'équation des ondes de spin.

Il est d'ailleurs intéressant de remarquer que cette théorie, bien que traitant d'un phénomène différent de celui qu'étudient Döring, Herring et Kittel (puisqu'il s'agit d'ondes de spin classiques et non quantiques) conduit à des équations formellement identiques.

Le résultat exprimé par l'équation (V) est cependant incomplet en général puisque, même dans le cas où S_0 est parallèle à H, il faut supposer $\Delta S_0 = 0$ pour retrouver (IV).

Il est donc nécessaire d'introduire une correction de fréquence δ : telle que l'on ait :

$$|\delta| \leq \frac{1}{2\pi} \left| K \mu^2 \Delta\vec{S}_0 \right|.$$

Dans un travail ultérieur, en utilisant le théorème de Helmholtz, nous indiquerons une application concrète des résultats précédents à l'hydrodynamique des fluides tourbillonnaires.

(¹) G. Karpman, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1336.
(²) Döring, *Z. Physik*, 124, 1947, p, 501; Herring et Kittel, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 869.

(*Laboratoire de Théories Physiques, Institut Henri Poincaré, Paris.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la représentation des corpuscules élémentaires par des fonctions d'ondes solutions d'équations aux dérivées partielles non linéaires.* Note de M. **Gérard Petiau**, présentée par M. Louis de Broglie.

Caractérisation de classes d'équations d'ondes non linéaires dont les solutions sont susceptibles de représenter des corpuscules élémentaires. Exemple d'une équation d'ondes conduisant à une quantification de la masse propre.

Dans diverses tentatives d'extension de la Mécanique ondulatoire, de nombreux auteurs ont proposé de remplacer les équations d'ondes linéaires (équation de Klein-Gordon, équation de Dirac, etc.) par des équations aux dérivées partielles non linéaires. Dans une Note précédente (1), j'ai montré en particulier comment une notion élargie du corpuscule élémentaire permettait de préciser la forme de solutions du type ondes planes pour les équations de la forme

$$\square \psi \pm \mu_1^2 \psi \pm \mu_2^2 \psi^3 = 0. \tag{1}$$

Je me propose ici de déterminer des classes très générales d'équations aux dérivées partielles non linéaires, susceptibles de représenter des corpuscules élémentaires.

En Mécanique quantique, deux méthodes sont utilisées pour étudier les propriétés du corpuscule représenté par l'équation d'ondes de Klein-Gordon

$$\square \psi + \mu_0^2 \psi(x, y, z, t) = 0, \qquad \mu_0 = \frac{m_0 c}{\hbar}. \tag{2}$$

D'une part, on caractérise des solutions du type ondes planes de la forme $\psi(x, y, z, t) = A \sin[(1/\hbar)[Wt - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]]$ ou $\psi(x, y, z, t) = A' \cos[(1/\hbar)[Wt - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]]$ avec $W^2 - c^2 p^2 = m_0^2 c^4$. Ces solutions se déduisent par une transformation de Lorentz des fonctions d'ondes du système propre $\psi^{(0)} = A \sin \mu_0 ct$ ou $\psi^{(0)} = A' \cos \mu_0 ct$. Si l'on pose $\tau = (1/\hbar)[Wt - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]$, l'équation (2) se réduit, pour les solutions de ce type à l'équation *différentielle*

$$\frac{\partial^2 \psi(\tau)}{\partial \tau^2} + \psi(\tau) = 0.$$

D'autre part, on caractérise des fonctions d'ondes invariantes, solutions de (2) de la forme $\psi(u)$ avec $u^2 = c^2 t^2 - (x^2 + y^2 + z^2)$. Pour ce type de solution (2) se réduit à l'équation différentielle

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial u^2} + \frac{3}{u}\frac{\partial}{\partial u} + \mu_0^2\right] \psi(u) = 0$$

et l'on montre que J_1 et N_1 désignant des fonctions de Bessel d'ordre 1,

$$\psi(u) = \frac{1}{u}[C_1 J_1(\mu_0 u) + C_2 N_1(\mu_0 u)].$$

Pour généraliser ces solutions avec leurs caractères, nous admettrons qu'une équation d'ondes non linéaire générale doit avoir des solutions de deux types.

1° D'une part des solutions du type « ondes planes » de la forme $\psi(\tau) = \psi[(1/\hbar)[Wt - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]]$ avec $W^2 - c^2 p^2 = m_0^2 c^4 = \mu_0^2 c^2 \hbar^2$, la fonction $\psi(\tau)$ étant une fonction *uniforme* et *bornée* de la variable τ.

2° D'autre part, des solutions invariantes, c'est-à-dire des solutions de la forme $\psi(u)$ avec $u^2 = c^2 t^2 - (x^2 + y^2 + z^2)$, la fonction $\psi(u)$ étant à *points critiques fixes*.

L'invariance relativiste nous conduit, d'autre part, à admettre que l'équation d'ondes ne dépend que des grandeurs

$$\square\psi = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \Delta, \qquad \left(\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2 - \sum\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2,$$

de ψ, de constantes absolues et éventuellement de u.

Selon les principes ci-dessus les fonctions $\psi(\tau)$ seront solutions uniformes et bornées d'une *équation différentielle* ne dépendant que de $d^2\psi(\tau)/d\tau^2$, $[\partial\psi(\tau)/\partial\tau]^2$ et de $\psi(\tau)$, les fonctions $\psi(u)$ seront solutions à points critiques fixes d'une *équation différentielle* ne dépendant que de $(d^2\psi/du^2) + (3/u)(d\psi/du)$, $(d\psi/du)^2$, de $\psi(u)$ et de u.

Si nous nous limitons aux équations aux dérivées partielles du second ordre ne renfermant pas explicitement la variable u, les équations d'ondes admissibles seront de la forme

$$\square\psi + F\left[\left[\left(\frac{1}{c}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2 - \sum\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2\right], \psi\right] = 0 \tag{3}$$

telles que :

a. l'équation différentielle

$$\frac{d^2\psi(\tau)}{d\tau^2} + F\left[\left(\frac{d\psi}{d\tau}\right)^2, \psi\right] = 0 \tag{4}$$

admette des solutions uniformes et bornées;

b. l'équation différentielle

$$\frac{d^2\psi(u)}{du^2} + \frac{3}{u}\frac{d}{du}\psi(u) + F\left[\left(\frac{d\psi}{du}\right)^2, \psi\right] = 0 \tag{5}$$

admette des solutions à points critiques fixes. On peut obtenir facilement toutes les équations différentielles satisfaisant à ces conditions à partir des résultats d'un mémoire ([2]) de P. Painlevé complété par B. Gambier dans lequel sont déterminées les formes canoniques de toutes les équations différentielles de la forme $y'' = R(y, y')$ (R rationnel en y', algébrique en y) dont les intégrales sont uniformes et de toutes les équations de la forme $y'' = R(x, y, y')$ (R rationnel en y' et algébrique en x et y) dont les intégrales sont à points critiques fixes. Par suite, toutes les équations d'ondes non linéaires satisfaisant aux hypothèses énoncées ci-dessus peuvent se déduire des formes canoniques de Painlevé. Les équations du type (1) correspondent à l'équation (4) du tableau (XI) de Painlevé.

Parmi les équations d'ondes non linéaires remarquables que l'on peut déduire du mémoire de Painlevé nous signalerons notamment l'équation

$$\square\psi - \left(1 - \frac{1}{n}\right)\left[\left(\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2 - \sum\left(\frac{\partial\psi}{\partial x}\right)^2\right]\frac{1}{\psi} + \mu_0^2\psi = 0 \tag{6}$$

(n entier) qui se déduit de l'équation (1) du tableau (XII) de Painlevé.

L'équation (6) admet des solutions ondes planes de la forme

$$\psi(x, t) = \mathrm{A}\left[\sin\left[\left(\frac{1}{\hbar}\right)[\mathrm{W}t - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]\right]\right]^n, \qquad \psi(x, t) = \mathrm{A}'\left[\cos\left[\left(\frac{1}{\hbar}\right)[\mathrm{W}t - (\mathbf{p}.\mathbf{x})]\right]\right]^n$$

avec

$$\left(\frac{1}{\hbar^2}\right)\left[\left(\frac{\mathrm{W}^2}{c^2}\right) - p^2\right] = \mu_n^2 = \frac{\mu_0^2}{n}.$$

A chaque valeur de n correspond donc une masse dynamique m_n, $(\mathrm{W}^2 - c^2p^2 = m_n^2c^4)$, déduite de $m_0 = \hbar\mu_0/c$ par la relation $m_n = m_0/\sqrt{n}$. De plus on montre facilement que (6) admet les solutions invariantes

$$\mathrm{C}_1\left[\frac{1}{u}\mathrm{J}_1\left(\frac{\mu_0 u}{\sqrt{n}}\right)\right]^n \qquad \text{et} \qquad \mathrm{C}_2\left[\frac{1}{u}\mathrm{N}_1\left(\frac{\mu_0 u}{\sqrt{n}}\right)\right]^n.$$

On voit sur cet exemple comment on peut espérer obtenir une quantification de la masse par l'emploi d'une équation non linéaire convenable dont certains types de solutions seraient astreints à une condition d'uniformité.

(1) G. Petiau, *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1890.
(2) P. Painlevé, *Acta Mathematica*, **25**, 1902, p. 1-86; B. Gambier, *Acta Mathematica*, **33**, 1910, p. 1-55.

(Laboratoire de Théories Physiques, Institut Henri Poincaré, Paris.)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une théorie généralisée d'un plasma lorentzien soumis à une force non périodique et tenant compte des processus de collisions inélastiques*. Note de MM. **Raymond Jancel** et **Théo Kahan**, présentée par M. Louis de Broglie.

Les auteurs appliquent une méthode de résolution de l'équation de Boltzmann, exposée dans une Note précédente, à l'étude d'un plasma lorentzien soumis à une force non périodique et dans lequel ont lieu certains processus de collisions inélastiques; les équations sont écrites pour les approximations des deux premiers ordres.

Dans une Note précédente (1), désignée par I dans la suite, nous avons présenté un développement général de la solution de l'équation intégro-différentielle de Boltzmann pour un plasma lorentzien soumis à un champ électrique oscillant et à un champ magnétique constant. L'objet de la présente Note est d'étendre cette méthode au cas où le plasma est soumis en outre à une force non périodique $\vec{\mathrm{K}}(\vec{r})$ et où l'on tient compte des processus de collisions inélastiques donnant lieu à l'apparition de molécules excitées ou d'ions positifs. Dans ces conditions, l'équation de Boltzmann s'écrit

$$(1) \qquad \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla}_r f + \left[\vec{\Gamma}\cos\omega t + (\vec{\omega}_{\mathrm{H}} \wedge \vec{v})\right]\vec{\nabla}_v f + \vec{\mathrm{K}}(\vec{r}).\vec{\nabla}_v f = \frac{\partial_e f}{\partial t} + \frac{\partial_i f}{\partial t} + \frac{\partial_{ex} f}{\partial t},$$

où $\partial_e f/dt$ représente la variation de f due aux collisions élastiques électron-molécule [désignée par $J(f)$ dans I] et $(\partial_i f/\partial t) + (\partial_{ex} f/\partial t)$ la variation de f due aux processus d'ionisation et d'excitation respectivement.

Pour résoudre cette équation, nous appliquons la méthode de I en développant la fonction de distribution électronique f en harmoniques sphériques et en série de Fourier. Nous pourrons donc utiliser l'équation générale (12) de I, en y ajoutant deux termes qui correspondent aux contributions respectives de $\vec{K}(\vec{r}).\vec{\nabla}_v f$ et de $(\partial_i f/\partial t)+(\partial_{ex} f/\partial t)$ de l'équation (1). D'après le développement (4) de I, la contribution de la force $\vec{K}(\vec{r})$ s'écrira avec des notations identiques :

$$
(2)\quad \vec{K}(\vec{r}).\vec{\nabla}_v f = \sum_{k,l,m} Y_l^m e^{ik\omega t}
\times \Bigg\{ \frac{1}{v} \Bigg[\frac{(K_x - iK_y)}{2} \left(-\frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m-1}}{\partial v} C(l-1, m-1) + v^2 \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m-1}}{\partial v} D(l+1, m-1) \right)
+ \frac{(K_x + iK_y)}{2} \left(\frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m+1}}{\partial v} E(l-1, m+1) - v^2 \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m+1}}{\partial v} F(l+1, m+1) \right)
+ K_z \left(\frac{\partial \alpha_{k,l-1}^{m}}{\partial v} A(l-1, m) + v^2 \frac{\partial \alpha_{k,l+1}^{m}}{\partial v} B(l+1, m) \right) \Bigg]
+ (2l+3) \Bigg[\frac{(K_x - iK_y)}{2} D(l+1, m-1) \alpha_{k,l+1}^{m-1}
- \frac{(K_x + iK_y)}{2} F(l+1, m+1) \alpha_{k,l+1}^{m+1} + K_z B(l+1, m) \alpha_{k,l+1}^{m} \Bigg] \Bigg\}.
$$

Pour évaluer la contribution des termes de collisions inélastiques et ionisantes, nous utiliserons les fréquences d'excitation et d'ionisation ν_{ex} et ν_i (qui dépendent de la vitesse électronique v). Nous supposerons pour simplifier, avec W. Allis [2] et S. C. Brown [3], que ν_{ex} et ν_i sont petits par rapport aux fréquences de collisions élastiques ν_l définies en I, pour les valeurs de v correspondant à la partie utile de f. Avec cette hypothèse, la contribution fournie par $(\partial_i f/\partial t) + (\partial_{ex} f/\partial t)$ aux termes d'ordre $l \geqq 1$ est négligeable, de sorte que les contributions inélastiques interviennent seulement dans le terme du premier ordre ($l = m = 0$) ; nous justifierons dans un travail ultérieur ces approximations par une analyse plus serrée des sections efficaces des processus inélastiques. Si l'on remarque que chaque excitation ou ionisation fait disparaître un électron rapide et fait apparaître un ou deux électrons lents respectivement

et si q est le taux d'apparition de ces électrons lents, on pourra écrire le terme de chocs global [en utilisant (11) de I] :

$$
\begin{aligned}
(3)\qquad \frac{\partial_e f}{\partial t}+\frac{\partial_i f}{\partial t}+\frac{\partial_{ex} f}{\partial t} = {} & \mathrm{J}[\mathrm{Y}_0^0(\alpha_{00}^0+\alpha_{10}^0 e^{i\omega t}+\alpha_{-10}^0 e^{-i\omega t})] \\
& -(\nu_x+\nu_i-q)\,\mathrm{Y}_0^0(\alpha_{00}^0+\alpha_{10}^0 e^{i\omega t}+\alpha_{-10}^0 e^{-i\omega t}) \\
& -\sum_{k=-\infty}^{+\infty}\sum_{l=1}^{\infty}\sum_{m=-l}^{+l}\nu_l \alpha_{kl}^m \mathrm{Y}_l^m e^{ik\omega t},
\end{aligned}
$$

où l'opérateur J[ ] (qui tient compte des transferts d'impulsion dans les chocs élastiques électron-molécule et de la distribution maxwellienne des molécules lourdes à la température T) est donné par

$$
(4)\qquad \mathrm{J}[\alpha_{00}^0]=\frac{m}{\mathrm{M}}\frac{1}{v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[v^3\nu_1\alpha_{00}^0+\frac{k\mathrm{T}v^2}{m}\frac{\partial\alpha_{00}^0}{\partial v}\right].
$$

Les équations (2) et (3) fournissent les contributions cherchées qui, portées dans l'équation générale (12) de I, permettent de résoudre l'équation de Boltzmann (1). Si l'on néglige les termes correspondant à $l \geq 2$, l'équation générale fournit 12 équations qui s'obtiennent en prenant successivement

$$
l=m=0,\quad k=\begin{cases}1\\0\\-1\end{cases};\qquad l=1,\quad m=\begin{cases}1\\0\\-1\end{cases};\quad k=\begin{cases}1\\0\\-1\end{cases}.
$$

Nous écrirons ces équations en mettant le développement (4) de I sous la forme réelle suivante :

$$
(5)\qquad f=\mathrm{F}_0^0+\mathrm{F}_1^0\cos\omega t+\mathrm{G}_1^0\sin\omega t+\vec{v}.\left(\vec{\mathrm{F}}_0^1+\vec{\mathrm{F}}_1^1\cos\omega t+\vec{\mathrm{G}}_1^1\sin\omega t\right),
$$

où les coefficients $\vec{\mathrm{F}}_k^l$ et $\vec{\mathrm{G}}_k^l$ sont définis à partir des α_{kl}^m.

Les 12 équations correspondant aux approximations du premier et du deuxième ordre s'écrivent avec ces notations :

$$
(6)\quad \frac{v^2}{3}\mathrm{div}_r\vec{\mathrm{F}}_0^1+\frac{1}{6v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\Gamma}.\vec{\mathrm{F}}_1^1\right)+\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\mathrm{K}}(\vec{r}).\vec{\mathrm{F}}_0^1\right)=\mathrm{J}(\mathrm{F}_0^0)-(\nu_{ex}+\nu_i-q)\mathrm{F}_0^0,
$$

$$
\begin{aligned}
(7')\qquad \omega\mathrm{G}_1^0+\frac{v^2}{3}\mathrm{div}_r\vec{\mathrm{F}}_1^1+\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\Gamma}.\vec{\mathrm{F}}_0^1\right)& \\
+\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\mathrm{K}}(\vec{r}).\vec{\mathrm{F}}_1^1\right)&=\mathrm{J}(\mathrm{F}_1^0)-(\nu_{ex}+\nu_i-q)\mathrm{F}_1^0,
\end{aligned}
$$

$$
(7'')\qquad \omega\mathrm{F}_1^0-\frac{v^2}{3}\mathrm{div}_r\vec{\mathrm{G}}_1^1-\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\mathrm{K}}(\vec{r}).\vec{\mathrm{G}}_1^1\right)=-\mathrm{J}(\mathrm{G}_1^0)+(\nu_{ex}+\nu_i-q)\mathrm{G}_1^0,
$$

$$
(8)\qquad \overrightarrow{\mathrm{grad}_r}\mathrm{F}_0^0+\frac{\vec{\Gamma}}{2v}\frac{\partial\mathrm{F}_1^0}{\partial v}+\frac{\vec{\mathrm{K}}(\vec{r})}{v}\frac{\partial\mathrm{F}_0^0}{\partial v}-\left(\vec{\omega}_{\mathrm{H}}\wedge\vec{\mathrm{F}}_0^1\right)=-\nu_1\vec{\mathrm{F}}_0^1,
$$

$$
(9')\qquad \omega\vec{\mathrm{F}}_1^1-\overrightarrow{\mathrm{grad}_r}\mathrm{G}_1^0-\frac{\vec{\mathrm{K}}(\vec{r})}{v}\frac{\partial\mathrm{G}_1^0}{\partial v}+\left(\vec{\omega}_{\mathrm{H}}\wedge\vec{\mathrm{G}}_1^1\right)=\nu_1\vec{\mathrm{G}}_1^1,
$$

$$
(9'')\qquad \omega\vec{\mathrm{G}}_1^1+\overrightarrow{\mathrm{grad}_r}\mathrm{F}_1^0+\frac{\vec{\Gamma}}{v}\frac{\partial\mathrm{F}_0^0}{\partial v}+\frac{\vec{\mathrm{K}}(\vec{r})}{v}\frac{\partial\mathrm{F}_1^0}{\partial v}-\left(\vec{\omega}_{\mathrm{H}}\wedge\vec{\mathrm{F}}_1^1\right)=-\nu_1\vec{\mathrm{F}}_1^1.
$$

Ces équations permettent de retrouver, à titre de cas particuliers, les résultats antérieurs obtenus par les divers auteurs indiqués dans I et d'aborder un certain nombre de problèmes de la physique des plasmas lorentziens. Signalons en particulier, qu'avec certaines hypothèses restrictives, le terme $\vec{K}(\vec{r})$ permet de décrire l'interaction collective des électrons en l'isolant des interactions binaires électron-molécule. On peut poser par exemple :

$$\vec{K}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}_r \left\{ \int V(\vec{r}-\vec{r}') f(\vec{r}', \vec{v})\, d\vec{r}' \right\}, \tag{10}$$

où $V(\vec{r}-\vec{r}')$ est le potentiel d'interaction entre deux électrons distants de $\vec{r}-\vec{r}'$; l'équation (6) devient alors une équation intégro-différentielle d'où l'on peut tirer des formules relatives aux oscillations longitudinales de plasma.

(1) R. Jancel et T. Kahan, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1333.
(2) *Handbuch der Physik* (Springer), 21, 1956, p. 383.
(3) *Handbuch der Physik* (Springer), 22, 1956, p. 531.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Détermination approchée du « centre » de la fonction d'onde de Morse.* Note de (*) M. **Raymond Grandmontagne**, transmise par M. Jean Cabannes.

On démontre que le zéro central de la fonction d'onde de Morse est approximativement situé à l'abscisse $r = r_e + (4/3)[v + (1/2)]$. La démonstration ne porte que sur les valeurs impaires de v. Le résultat est utilisable jusqu'à des valeurs de v dépassant 10. Un certain nombre de propriétés énoncées sont valables quel que soit v.

1. Soit une molécule diatomique dont la distance internucléaire est r. La fonction d'onde de vibration $\Psi_v(r)$ de cette molécule correspondant au nombre quantique de vibration v possède v zéros à distance finie, de sorte que si v est impair il y a un zéro central qui sera considéré comme « centre » de la fonction d'onde. (Ce centre correspondrait à un maximum si v était pair.) Il est utilisé dans la méthode de M. E. Pillow [1], [2].

On suppose que le potentiel de la molécule est celui qui a été proposé par Morse en 1929 [3] :

$$U = D[1 - e^{-a(r-r_e)}]^2.$$

Dans ces conditions Morse a montré que la fonction d'onde s'écrivait :

$$\Psi_v(r) = N_v e^{-\frac{z}{2}} z^{\frac{K-2v-1}{2}} L(z),$$

où N_v est un facteur de normalisation, $L(z)$ est un polynome de Laguerre,

$$z = K e^{-a(r-r_e)}, \qquad K = \frac{1}{x_e}.$$

On suppose que K est assez élevé, de l'ordre de 100 et que $a(r-r_e)$ est petit devant l'unité au voisinage du centre.

2. On remarque que les zéros de la fonction d'onde sont ceux du polynome. On peut écrire ce dernier sous la forme

$$L(z) = z^{\nu} - A\binom{\nu}{1}z^{\nu-1} + A(A-1)\binom{\nu}{2}z^{\nu-2} + \ldots$$
$$+ (-1)^k A(A-1)\ldots(A-k+1)\binom{\nu}{k}z^{\nu-k} \qquad \text{où} \quad A = K - \nu - 1.$$

On remplace alors z par $A+y$ et on ordonne le résultat de la substitution par rapport à A. Le terme général s'écrira :

$$A^{\nu-j}\sum_{k=0}^{\nu}(-1)^k\binom{\nu}{k}\sum_{p=0}^{j}\binom{\nu-k}{j-p}y^{j-p}(-1)^p S_1^{k-1}P_p,$$

où le symbole $S_1^{k-1}P_p$ représente la somme des produits p par p des $k-1$ premiers nombres entiers sans répétition.

Supposons ν impair et écrivons $\nu = 2u+1$. On remarque que les termes en A^{ν}, $A^{\nu-1}$, ..., A^{u+1} ont un coefficient nul parce que

$$\sum_{k=0}^{\nu}(-1)^k\binom{\nu-n}{k-m} = 0,$$

sauf si $\nu = n$ et $k = m$ pour lesquels

$$\sum_{0}^{\nu}(-1)^k\binom{\nu-n}{k-m} = (-1)^m.$$

On peut écrire

$$S_1^{k-1}P_p = \alpha_p\binom{k}{2p} + \beta_p\binom{k}{2p-1} + \gamma_p\binom{k}{2p-2} + \ldots + \nu_p\binom{k}{p+1},$$

avec les récurrences

$$S_1^{k-1}P_p = \sum_{i=p}^{k-1} i S_1^{i-1}P_{p-1} \qquad \text{et} \qquad \alpha_p = \frac{(2p)!}{p!\,2},$$

$$\beta_p = (2p-2)(\alpha_{p-1}+\beta_{p-1}) \qquad \gamma_p = (2p-3)(\beta_{p-1}+\gamma_{p-1}), \qquad \ldots.$$

Le facteur de $A^{\nu-j}$ est alors ordonné en y en prenant les valeurs de p croissant de zéro à j; en tenant compte d'égalités du type

$$\binom{\nu}{k}\binom{\nu-k}{m} = \binom{\nu}{m}\binom{\nu-m}{k} \qquad \text{et} \qquad \binom{\nu}{k}\binom{k}{m} = \binom{\nu}{m}\binom{\nu-m}{k-m},$$

il s'écrit

$$
\begin{aligned}
&y^j\binom{v}{j}\sum_{k=0}^{v}(-1)^k\binom{v-j}{k}-y^{j-1}\binom{v}{j-1}\binom{v+1-j}{2}\sum_{k=0}^{v}\Big((-1)^k\binom{v-1-j}{k-2}+\ldots\\
&\quad+(-1)^p y^{j-p}\binom{v}{j-p}\Bigg[\alpha_p\binom{v+p-j}{2p}\sum_{k=0}^{v}(-1)^k\binom{v-p-j}{k-2p}\\
&\quad+\beta_p\binom{v+p-j}{2p-1}\sum_{k=0}^{v}(-1)^k\binom{v+1-p-j}{k+1-2p}+\gamma_p\binom{v+p-j}{2p-2}\sum_{k=0}^{v}(-1)^k\binom{v+2-p-j}{k+2-2p}\\
&\quad\quad+\ldots+\nu_p\binom{v+p-j}{p+1}\sum_{k=0}^{v}(-1)^k\binom{v-1-j}{k-p-1}\Bigg].
\end{aligned}
$$

On aura des termes non nuls si

$$v-1\geqq j\geqq v-p \qquad \text{soit} \quad j+p\geqq v.$$

Mais pour le premier terme non nul, il faut que j soit le plus petit possible donc p le plus grand possible, et comme $p\leqq j$; nous aurons d'abord $p=j$ que nous reportons dans $j+p\geqq v$ qui avec $v=2u+1$ donnera $2j\geqq 2u+1$. La plus petite valeur de j possible est donc $j=u+1=(v+1)/2$ ce qui démontre que le premier terme non nul est de degré $u=(v-1)/2$ en A comme on l'avait annoncé plus haut.

3. Dans ce premier terme non nul on aura seulement deux valeurs possibles pour p : $p=j$ et $p=j-1$. Le coefficient de A^u se réduit donc à la somme de deux termes; compte tenu des simplifications, il s'écrit

$$(-A)^u[yv\alpha_u+\beta_{u+1}].$$

On détermine alors y pour que ce terme s'annule à son tour soit

$$y_0=-\frac{\beta_{u+1}}{v\alpha_u}.$$

On démontre alors que $\beta_{u+1}/v\alpha_u=2u/3=(v-1)/3$ par récurrence. En effet $\beta_2=2$ quand $\alpha_1=1$ donc pour $u=1$ et $v=3$; on a bien $\beta_2/3\alpha_1=2u/3$. La relation $\beta_{u+1}=(\alpha_u+\beta_u)2u$ donne $\beta_{u+1}/v\alpha_u=[1+(\beta_u/\alpha_u)]\,2u/(2u+1)$, comme $\alpha_u=\alpha_{u-1}(2u-1)$ on obtient immédiatement la relation cherchée $y_0=-(v-1)/3$ (4).

Lorsque le coefficient de A^{u-1} n'est pas beaucoup plus grand que celui de A^u, le polynome se rapproche beaucoup d'une racine lorsque le terme en A^u disparaît. Cette propriété est évidente pour les nombres quantiques de vibration 3, 5, 7. Elle reste utilisable pour des valeurs beaucoup plus élevées comme on peut s'en apercevoir en examinant les valeurs numériques de α_u et β_u ainsi que l'écriture du deuxième terme non nul.

4. On admet donc comme zéro approché de L la valeur $z_0 = A + y_0$ soit

$$z_0 = K - \rho - 1 - \frac{\rho - 1}{3} = K - \frac{4}{3}\rho - \frac{2}{3} = K - \frac{4}{3}\left(\rho + \frac{1}{2}\right).$$

En désignant par r_0 l'abscisse du « centre » on écrira

$$z_0 = K\,e^{-a(r_0 - r_e)} = K - \frac{4}{3}\left(\rho + \frac{1}{2}\right) \qquad \text{donc} \quad e^{-a(r_0 - r_e)} = 1 - \frac{4}{3}x_e\left(\rho + \frac{1}{2}\right)$$

et en développant l'exponentielle à l'ordre 1 :

$$r_0 - r_e = \frac{4}{3}\frac{x_e}{a}\left(\rho + \frac{1}{2}\right).$$

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) M. E. Pillow, *Proc. Phys. Soc.*, A, 64, 1951, p. 772.

(2) R. Grandmontagne, *J. Phys., Rad.*, 1957 (sous presse).

(3) P. Morse, *Phys. Rev.*, 34, 1929, p. 57.

(4) M.-J. Braconnier a établi une autre démonstration de cette propriété, basée sur les propriétés générales des polynomes de Laguerre.

THERMODYNAMIQUE. — *Remarques sur l'hypothèse fondamentale de la théorie des processus irréversibles de K. Popoff.* Note (*) de M. **André Péneloux**, présentée par M. Frédéric Joliot.

K. Popoff (1) démontre les relations réciproques d'Onsager pour un système isolé voisin d'un état d'équilibre en supposant que les « forces » utilisées en thermodynamique des phénomènes irréversibles puissent être considérées comme des « forces newtoniennes », c'est-à-dire que

$$\frac{d^2 x_i}{dt^2} = X_i. \tag{1}$$

Nous allons essayer de comprendre la signification de cette hypothèse en raisonnant sur un exemple très simple : l'étude des petits mouvements d'un pendule, effectuée par les méthodes de la thermodynamique des phénomènes irréversibles voisins de l'équilibre. Rappelons tout d'abord l'essentiel de ces méthodes.

Soit ξ_i une variable d'extensité, ξ_i^0 sa valeur à l'équilibre. Posons

$$x_i = \xi_i - \xi_i^0. \tag{2}$$

Dans un système isolé, l'entropie peut être considérée comme une fonction des autres variables d'extensité; nous pouvons donc définir les « forces », X_i, par

$$X_i = \frac{\partial - (S - S^0)}{\partial x_i} \tag{3}$$

et, au voisinage de l'équilibre, il est possible d'écrire :

$$X_1 = \sum_{j=1}^{n} g_{ij} x_j, \qquad g_{ij} = g_{ji}. \tag{4}$$

Toujours au voisinage de l'équilibre, les vitesses de variation des x_i peuvent elles-mêmes être considérées comme des fonctions linéaires homogènes des « forces »

$$\frac{dx_i}{dt} = \sum_{j=1}^{n} L_{ij} X_j. \tag{5}$$

Ces dernières relations sont les « équations phénoménologiques » et les relations réciproques d'Onsager affirment que l'on doit avoir

$$L_{ij} = L_{ji}. \tag{6}$$

Soit donc un pendule soumis a l'action de la pesanteur; nous nous limitons à l'étude des petits mouvements et faisons toutes les approximations de règle en pareil cas. Nous supposons ce pendule enfermé dans une enceinte isolée qui s'échauffe d'une manière uniforme au cours du mouvement; trois formes d'énergie entrent alors en jeu : l'énergie calorifique, l'énergie cinétique, l'énergie potentielle; la différentielle de l'énergie est

$$dE = T\, dS + v\, d(mv) + f\, dl = 0; \tag{7}$$

l est l'élongation du centre de gravité, que nous compterons à partir de la position d'équilibre prise comme origine; v est la vitesse, dérivée de l par rapport au temps; m est la masse du pendule; f est la composante de la force de pesanteur et de la réaction du fil. La différentielle de l'entropie est

$$dS = -\frac{v}{T} d(mv) - \frac{f}{T} dl \tag{8}$$

Les relations (2) s'écrivent alors

$$x_1 = mv, \qquad x_2 = l \tag{9}$$

Les « forces » [relations (3)] sont

$$X_1 = \frac{v}{T}, \qquad X_2 = \frac{f}{T}. \tag{10}$$

Les relations (4) s'écrivent

$$\frac{v}{T} = \frac{1}{mT}(mv), \qquad \frac{f}{T} = g_{22} l, \qquad g_{12} = g_{21} = 0 \tag{11}$$

et les équations phénoménologiques [relations (5)] :

$$\text{(I)}\quad \frac{d(mv)}{dt} = L_{11}\left(\frac{v}{T}\right) + T\left(\frac{f}{T}\right), \qquad \text{(II)}\quad \frac{dl}{dt} = T\left(\frac{v}{T}\right), \tag{12}$$

les relations réciproques d'Onsager y sont satisfaites :

$$(13) \qquad L_{12} = L_{21} = T.$$

L'hypothèse de K. Popoff [relations (1)] s'écrit, en prenant soin d'introduire les facteurs nécessaires à l'homogénéité des formules

$$(14) \qquad \text{(I)} \quad \frac{d^2(mv)}{dt^2} = kv, \qquad \text{(II)} \quad m\frac{d^2 l}{dt^2} = f.$$

L'hypothèse (14.I) est à rejeter immédiatement; (14.II) est la formule classique de l'inertie mais, avec la signification que nous donnons à la force f, elle ne s'applique pas ici et doit être remplacée par l'équation phénoménologique (12.I) dans laquelle le terme $L_{11}\, v/T$ représente le frottement.

La loi d'atteinte de l'équilibre est donnée par l'équation différentielle

$$(15) \qquad \frac{d(mv)}{dt} = L_{11}\left(\frac{v}{T}\right) + Tg_{22}\, l$$

dont la solution générale est de la forme

$$(16) \qquad l = A_1 \exp r_1 t + A_2 \exp r_2 t,$$

r_1 et r_2 étant deux nombres soit réels, soit imaginaires conjugués. Cette loi est formellement la même que celle obtenue par K. Popoff (²), mais cet auteur, avec son hypothèse, démontre que les coefficients r_1 et r_2 sont réels et c'est un résultat qui exclurait, d'une manière absolument injustifiée, toute possibilité d'oscillations.

L'hypothèse de K. Popoff, n'étant pas vérifiée dans le cas simple que nous venons d'examiner, ne peut donc pas servir de fondement à une théorie aussi générale que la thermodynamique des phénomènes irréversibles.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(¹) *Les bases mathématiques de la théorie des processus irréversibles* (*Mémorial des Sciences physiques*, fasc. 63, 1956).

(²) *Loc. cit.*, p. 10-11.

OPTIQUE. — *Sur la précision des relations utilisées pour l'application de l'interférométrie différentielle aux mesures de l'épaisseur optique d'une lame transparente isotrope.* Note (*) de M. **Gérard Gontier**, transmise par M. Jean Cabannes.

Pour un montage interférométrique à miroir concave et à biprisme de Wollaston, l'auteur évalue les erreurs faites quand on néglige l'épaisseur du biprisme et l'inclinaison des rayons à l'intérieur de celui-ci. Il donne une méthode de mesure des épaisseurs optiques où les erreurs dues à l'appréciation des teintes d'interférence sont éliminées.

1. Dans deux Notes précédentes ([1]), ([2]), nous avons étudié un dispositif interférométrique à lumière polarisée comportant un miroir concave et un biprisme de Wollaston placé au voisinage du centre de courbure du miroir. En première approximation nous calculions les différences de longueurs optiques :

a. dans l'air ambiant, en supposant que l'épaisseur du biprisme était négligeable à l'égard du rayon de courbure du miroir;

b. dans le biprisme, en considérant les rayons comme étant parallèles à l'axe du miroir.

Nous évaluons ici les erreurs introduites par ces deux hypothèses. Nous montrons que le terme négligé dans le calcul de la différence de marche initiale est de l'ordre de grandeur de l'incertitude due aux observations. Par contre, sur la différence de marche introduite par la lame étudiée, et qu'il importe de connaître avec précision, l'erreur relative est négligeable.

2. Nous utilisons ici les notations et la figure de la Note ([2]). Soit $M_1 M_2$ les points où les rayons 1 et 2 émergent du biprisme la première fois, U_1, U_2 les points où ils atteignent celui-ci après réflexion sur le miroir et V_1, V_2 les points où de nouveau ils émergent.

Nous désignons par

$$\delta_A = [(M_2 P_2 U_2 - P'V_2) - (M_1 P_1 U_1 - P'V_1)] n_A$$

la différence des longueurs optiques des rayons 1 et 2 dans l'air ambiant, depuis leur première sortie du biprisme jusqu'à leur point de concours virtuel P' après leur deuxième sortie. D'après le théorème de Malus, les trajets AP_1A' et AP_2A' sont égaux; il en résulte

$$\delta_A = -[(AM_2 - AM_1) + (A'U_2 - A'U_1) + (P'V_2 - P'V_1)] n_A.$$

Soit β et β' les angles que font respectivement AP' et $A'P'$ avec leurs projections sur le plan yOz parallèle au plan médian du biprisme ([1]) : l'angle β est pris positivement quand l'abscisse du point P' est supérieure à celle du point A et de même pour l'angle β' à condition de remplacer A par A'. Tenant compte de l'épaisseur $2g$ du biprisme, on obtient, avec $n_{moy} = (n_{ex} + n_{or})/2 \cong 1,5 n_A$ comme indice moyen du quartz,

$$\delta_A = -\frac{2}{3} g \varepsilon (\beta + \beta').$$

Nous désignons par $\delta_B = \bar{\delta}_B + \delta'_B$ la différence des longueurs optiques des rayons 1 et 2 à l'intérieur du biprisme : $\bar{\delta}_B$ est la différence des longueurs optiques que nous avons calculée précédemment, en (1) dans ([2]), avec l'hypothèse *b*. On obtient pour l'erreur δ'_B la valeur

$$\delta'_B = [M_1 M_2 \beta + (U_1 U_2 - V_1 V_2) \beta'] n_{moy} = \frac{2}{3} g \frac{\varepsilon}{n_A} (\beta + \beta') n_{moy} = g \varepsilon (\beta + \beta').$$

Dans le plan de localisation des franges, au point courant P′, la différence de marche est

$$\Delta = \delta_A + \delta_B = \bar{\delta}_B + \delta_A + \delta'_B.$$

Avec les hypothèses *a* et *b*, on a négligé

$$(1)\qquad \delta_A + \delta'_B = \frac{2}{3} g\varepsilon \left(\frac{n_{moy}}{n_A} - 1\right)(\beta + \beta') = \frac{1}{3} g\varepsilon(\beta + \beta').$$

Pour un miroir d'ouverture 0,1, avec un biprisme d'épaisseur $2g = 7$ mm et d'angle $\alpha = 2^\circ$, cette erreur est voisine de $\lambda/8$ (pour $\lambda = 0{,}56\,\mu$). Or, l'interféromètre permet d'apprécier sur Δ une variation de $\lambda/6$. On voit qu'à la précision des mesures l'erreur $\delta_A + \delta'_B$ n'est pas négligeable.

3. Quand on place la lame G contre le miroir, les rayons se trouvent déviés et de ce fait δ_A et δ_B sont remplacés par $\delta_A + d\delta_A$ et $\delta_B + d\delta_B$. Soit $E_2 - E_1 = \delta_E/2$ la différence des épaisseurs optiques effectives E au droit des points P_1 et P_2. La différence de marche δ en P′ est

$$\delta = \delta_A + \delta_B + d\delta_A + d\delta_B + \delta_E = \Delta + d\delta_A + d\delta_B + \delta_E.$$

Si l'on tient compte de l'épaisseur du biprisme et de l'inclinaison des rayons, on trouve qu'il n'y a plus exactement compensation entre les variations $d\delta_A$ et $d\delta_B$:

$$(2)\qquad d\delta_A + d\delta_B = \frac{2}{3} g\varepsilon \left(\frac{n_{moy}}{n_A} - 1\right) d\beta' = \frac{1}{3} g\varepsilon\, d\beta'.$$

Par ailleurs, une nouvelle application du théorème de Malus aux trajets de A à A′ donne

$$(3)\qquad \delta_E + d\delta_A = -\frac{2}{3} g\varepsilon\, d\beta'.$$

4. La différence de marche complémentaire $\delta - \Delta$, dont la partie principale est $\varepsilon R\, d\beta'$, s'exprime alors par

$$(4)\qquad \delta - \Delta = d\delta_A + d\delta_B + \delta_E = \delta_E + \frac{1}{3} g\varepsilon\, d\beta' = d\delta_B - \frac{2}{3} g\varepsilon\, d\beta' = -d\delta_A - \frac{1}{3} g\varepsilon\, d\beta'.$$

Si l'on néglige la quantité petite $g\varepsilon\, d\beta'$, on fait une erreur relative égale à $g/3R$ ou à $2g/3R$: pour notre interféromètre, où $2g = 7$ mm et $R = 2\,500$ mm, cette erreur est inférieure à 1 ‰. A cette approximation on retrouve les résultats que nous avions obtenus en utilisant les hypothèses *a* et *b*,

$$\delta - \Delta = \delta_E = d\delta_B = -d\delta_A.$$

5. Soit L, petit à l'égard de R, la distance de la lame G au miroir et *l* la distance entre les rayons 1 et 2 dans la lame; on a

$$l = \frac{\varepsilon}{n_A}(R + \zeta - L),$$

$$(5)\qquad \delta - \Delta = \delta_E = 2l\frac{\partial E}{\partial x} = 2\varepsilon(R + \zeta - L)\frac{1}{n_A}\frac{\partial E}{\partial x}.$$

6. Nous avons mesuré avec l'interféromètre la répartition de l'épaisseur d'une lame de verre et nous avons comparé les résultats aux mesures directes effectuées au palmer. Aux trois méthodes décrites dans nos Notes précédentes nous en ajoutons une plus précise; elle consiste à compenser à l'aide du biprisme la différence de marche complémentaire $\delta - \Delta$. Le biprisme étant centré et réglé pour obtenir la teinte de fond χ_0, on place la lame; puis, pour mesurer $\partial E/\partial x$ en un point quelconque Q de la lame, on donne au biprisme une translation $\xi - \xi_0$ de manière à amener en Q la frange de teinte χ_0. D'après (1) dans (2) et (5), on a au point Q

$$\frac{1}{n_A}\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{\xi - \xi_0}{R - L}. \tag{6}$$

On choisit une teinte χ_0 facilement repérable, la teinte noire par exemple si le polariseur et l'analyseur sont croisés, ou, ce qui donne une précision un peu meilleure, la teinte sensible. Nous avons effectué les mesures avec les deux valeurs $L = 10$ mm et $L = 160$ mm. Les résultats coïncident entre eux à moins de 0,3 μ près dans un domaine où l'épaisseur varie de 90 μ.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) G. GONTIER et A. MARTINOT-LAGARDE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3054.

(2) G. GONTIER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1019.

OPTIQUE. — *Le pouvoir réflecteur en incidence normale depuis le visible jusque dans l'ultraviolet lointain des dépôts de sélénium et de tellure, obtenus par évaporation sous vide.* Note de Mlle **SONJA KANDARE**, transmise par M. Eugène Darmois.

On étudie le pouvoir réflecteur dans la région spectrale 1100-5800 Å de couches de tellure obtenues par évaporation sous vide. On observe une variation du pouvoir réflecteur en fonction des conditions d'évaporation, et en particulier une augmentation du pouvoir réflecteur lorsqu'on utilise un évaporateur de tantale.

Dans une Note précédente (1) nous avons donné les résultats de mesures de pouvoir réflecteur effectuées sur les couches de sélénium amorphe et hexagonal obtenues par évaporation sous vide. Nous avons poursuivi ce travail par une étude analogue du tellure. Pour celui-ci il n'existe pas de forme réellement amorphe (2), et par évaporation dans nos conditions, on obtient toujours une couche cristallisée, d'aspect métallique.

Le pouvoir réflecteur du tellure massif a été étudié dans l'ultraviolet moyen et le visible par R. F. Miller (3) entre 3 000 et 5 000 Å, par G. D. Van Dyke (4) et par L. P. Sieg (5) entre 4 300 et 6 500 Å. Les résultats donnés par ces auteurs sont en assez bon accord.

G. B. Sabine ([6]) a fait des mesures sur des couches évaporées, dans la région 400-4 800 Å, mais ses résultats diffèrent sensiblement de ceux des auteurs précédents (courbe 1 et 2 de la figure 1); toutefois Sabine ne précise ni l'épaisseur, ni les conditions d'évaporation des couches.

Mais nous avons observé que ces conditions influent notablement sur le pouvoir réflecteur. D'après L. Holland ([7]) le tellure peut être évaporé en utilisant une grande variété d'évaporateurs, sans formation d'alliage. Or, la première série d'échantillons que nous avons étudiés et qui ont été obtenus à l'aide d'un ruban de tantale, donnent des résultats d'une médiocre reproductibilité (35 %). On observe par ailleurs une faible

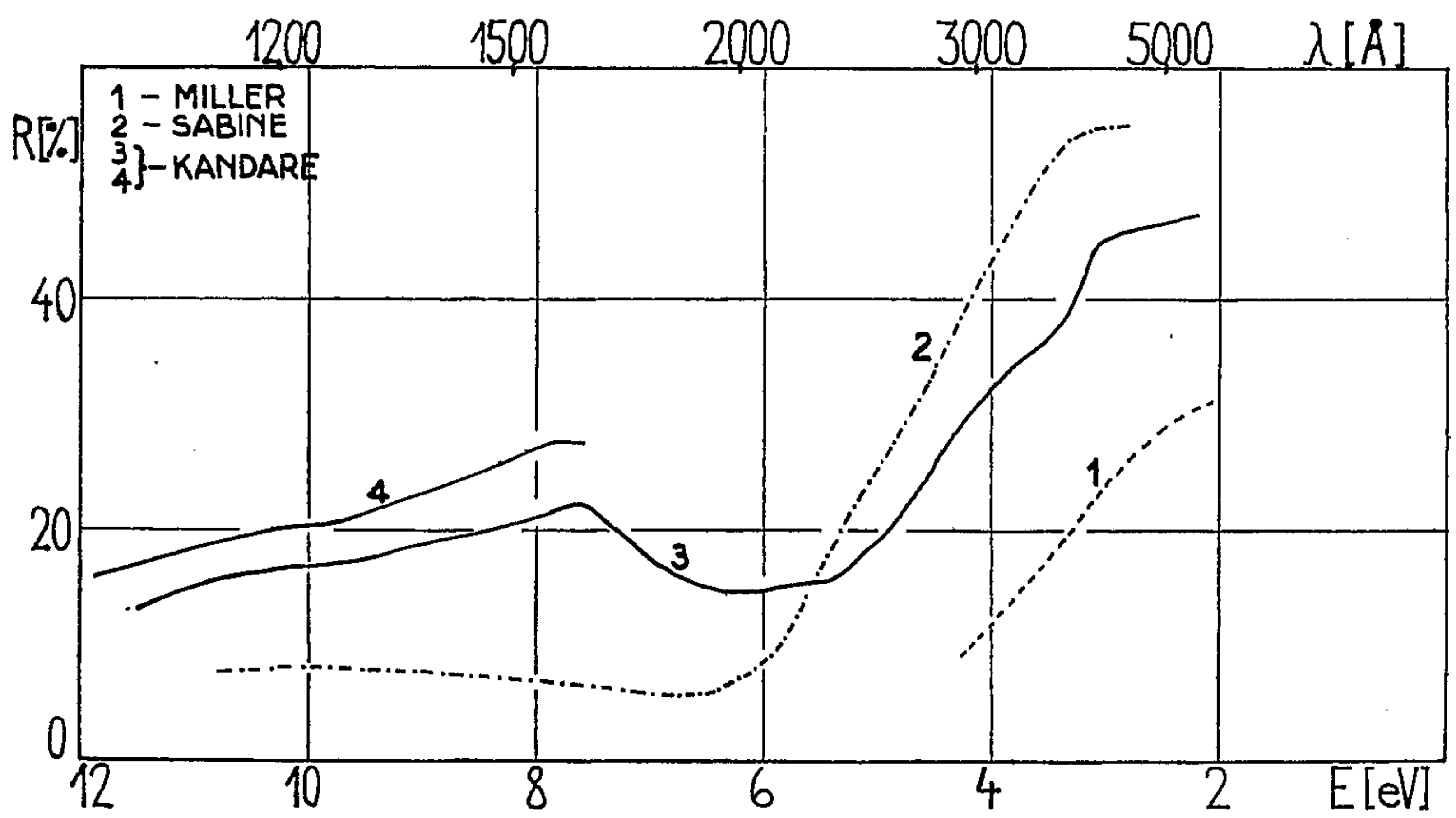


Fig. 1.

attaque du tantale. Par contre en utilisant comme évaporateur un creuset de tungstène, aucune attaque ne se manifeste et la reproductibilité des résultats atteint la précision de la méthode de mesure des pouvoirs réflecteurs (6 %). Dans ce dernier cas le pouvoir réflecteur est plus faible (courbe 3) que la moyenne des résultats obtenus avec l'évaporation de tantale (courbe 4). On retrouve ici le phénomène déjà observé dans le cas du silicium ([8]) et qui prend une importance particulière pour le germanium, ainsi que nous le verrons par ailleurs. Dans ces trois cas nous avons une augmentation du pouvoir réflecteur lorsqu'on utilise un évaporateur de tantale; ceci est dû vraisemblablement à la formation d'une couche complexe contenant des atomes de tantale, dont l'influence se manifeste particulièrement dans le cas des semi-conducteurs.

Le pouvoir réflecteur des couches préparées à l'aide de l'évaporateur de tantale atteint 60 % vers 5 700 Å et rejoint dans cette région les résultats de G. B. Sabine.

Les épaisseurs des échantillons étudiés (une trentaine) étaient comprises entre 900 et 2 000 Å. Nous avons vérifié directement, par évaporation sur support transparent (fluorine) que ces couches étaient opaques dans la région étudiée.

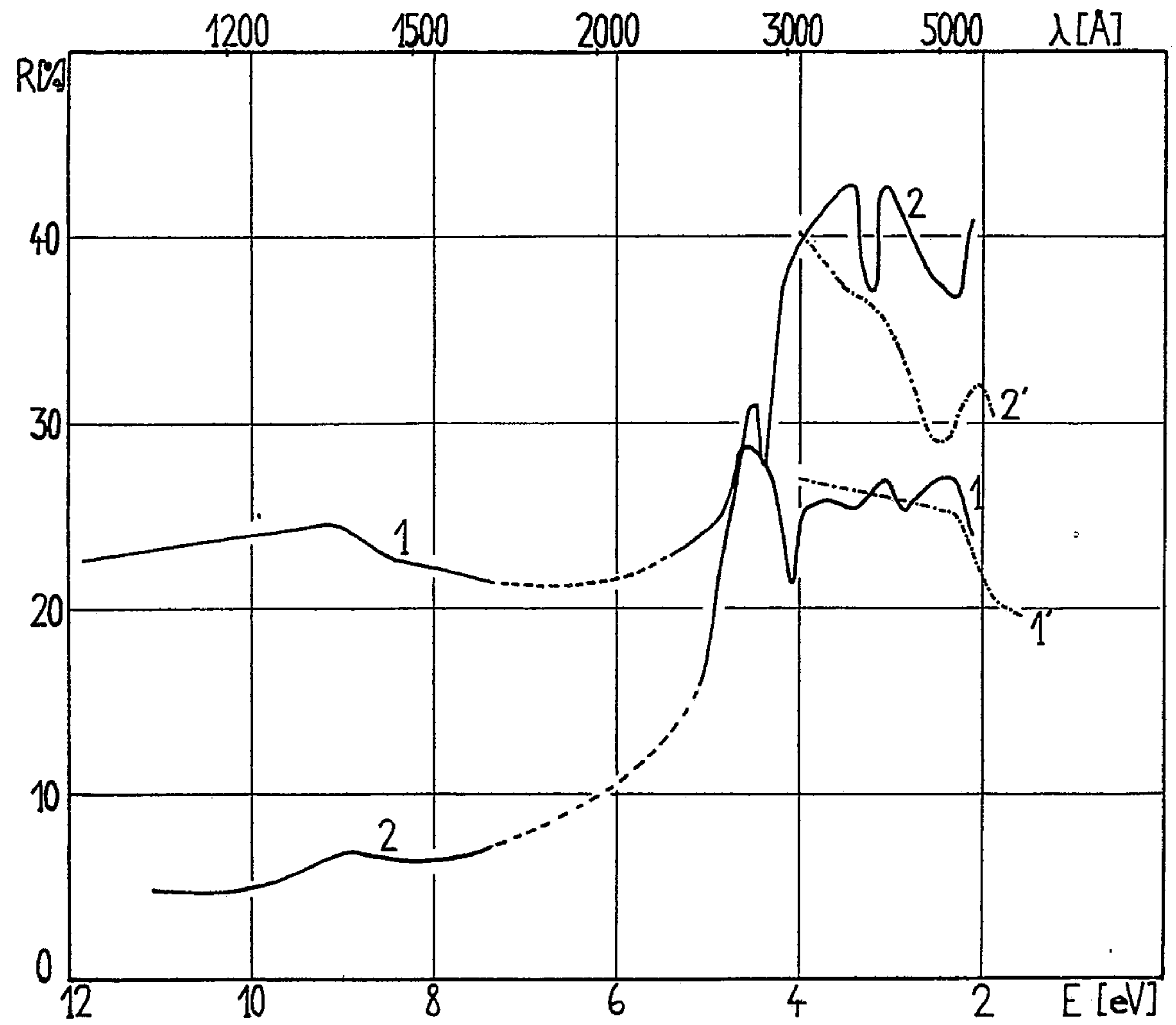


Fig 2

La courbe de pouvoir réflecteur dans l'échelle énergétique ne présente pas de discontinuités notables comme celles observées dans le cas du sélénium. La largeur de la zone interdite étant ici de l'ordre de 0,34 eV, la première discontinuité se trouve en dehors de la limite de nos mesures, dans l'infrarouge où les mesures d'absorption ont été effectuées par d'autres auteurs.

Remarquons enfin qu'on observe dans le cas du tellure un faible maximum, vers 7,6 eV; le maximum est vraisemblablement à rapprocher de celui observé à 9 eV dans le sélénium.

Par ailleurs, en même temps que l'étude des couches de tellure, nous avons repris les mesures sur des couches de sélénium amorphe et hexagonal, dans le but d'étudier leur vieillissement. Nous avons observé que,

par suite d'une erreur systématique lors de notre première série de mesures, nos premiers résultats doivent être modifiés dans la région comprise entre 2 et 4 eV. La figure 2 représente l'ensemble des courbes obtenues après cette correction, avec la même légende que précédemment (1), c'est-à-dire : 1 et 2 représentant respectivement le pouvoir réflecteur du sélénium amorphe et du sélénium hexagonal, 1′ et 2′ représentant les mesures de J. Stuke (1). Les conclusions que nous avons données en particulier celles relatives à l'interprétation des résultats à partir des niveaux énergétiques, restent inchangées.

(1) S. KANDARE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 571.
(2) T. SAKURAI, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 274.
(3) *J. Opt. Soc. Amer.*, 10, 1925, p. 621.
(4) *J. Opt. Soc. Amer.* et *Rev. Sc. Instr.*, 6, 1922, p. 919.
(5) *J. Opt. Soc. Amer.* et *Rev. Sc. Instr.*, 7, 1923, p. 147.
(6) *Phys. Rev.*, 55, 1939, p. 1064.
(7) *Vacuum Deposition of Thin Films*, London, 1956, p. 113.
(8) S. KANDARE et D. FABRE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1150.
(9) *Z. Physik.*, 134, 1953, p. 194.

PHYSIQUE MOLÉCULAIRE. — *Largeur des raies dans le spectre infrarouge du gaz chlorhydrique et du méthane*. Note (*) de Mme **MIREILLE CAMEO-BOSCO**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Nous avons déterminé la largeur des raies de la bande fondamentale du gaz chlorhydrique vers 2 885 cm^{-1}, ainsi que celle des raies + 9 et + 10 du méthane dans la bande de rotation-vibration ν_3 vers 3 010 cm^{-1}.

La demi-largeur Δ d'une raie à mi-hauteur dans le spectre de rotation-vibration d'un gaz se relie à l'intensité I de la raie, à la pression p du gaz et à son épaisseur l par la formule (obtenue par simplification d'une expression plus complexe, en supposant que Ipl est assez grand) :

$$z^2 = \pi \Delta I p l \tag{1}$$

où z se déduit de la transmission T, mesurée au centre de la raie, et de la largeur a de la fente en cet endroit du spectre :

$$z = a(1 - T), \tag{2}$$

Rappelons que ces expressions ont été établies antérieurement en supposant que le profil d'une raie se représente par la formule de Lorentz et que la fente utilisée recouvre complètement la raie (1).

Nous avons commencé par vérifier, en faisant varier l'épaisseur du gaz, la validité de la relation (1), que nous utiliserons dans ce qui suit pour le gaz

chlorhydrique et le méthane en séparant les résultats en raison de leur dissemblance; les mesures étant effectuées sur un spectrographe Perkin-Elmer avec quadruple passage, équipé avec un prisme en fluorure de lithium.

1. *Gaz chlorhydrique* (bande fondamentale vers 2 885 cm^{-1}).

En faisant croître la pression d'une valeur faible (0,058 atm) à la pression atmosphérique, nous observons une variation linéaire de la largeur de raie.

Sur les droites $\Delta = f(p)$, obtenues pour les raies de faible intensité, il n'existe pas de points aberrants; pour les raies d'intensité plus élevée, la valeur de Δ, à la pression atmosphérique, reste systématiquement inférieure à la valeur prévue au moyen de la droite. Ce fait s'explique par le chevauchement de ces raies en raison de leur grande intensité. Nous pouvons, dans ce cas, calculer la valeur du domaine occupé par la raie, qui est, alors, supérieure à la largeur de fente dans le spectre. Ces droites nous servent à obtenir, par extrapolation, la valeur de Δ à la pression atmosphérique.

La présence de deux composantes de chaque raie, due à l'existence des deux isomères $Cl_{35}H$ et $Cl_{37}H$ de l'acide chlorhydrique nous impose un calcul supplémentaire pour obtenir la valeur de chacune d'elles. Nous supposons, dans ce calcul, qu'elles sont de largeur égale, malgré leur intensité différente.

J.	Δ (cm^{-1}).	J.	Δ (cm^{-1}).
−10	0,04	+ 1	0,12
− 9	0,05	+ 2	0,11
− 8	0,07	+ 3	0,11
− 7	0,09	+ 4	0,11
− 6	0,11	+ 5	0,11
− 5	0,13	+ 6	0,09
− 4	0,14	+ 7	0,08
− 3	0,14	+ 8	0,06
− 2	0,14	+ 9	0,04
− 1	0,12	+10	0,03

(Les valeurs de Δ, ainsi mesurées, dépendent de la valeur I_0 de l'intensité de la bande totale. Penner et Weber, en 1953, donnent comme valeur 160 cm^{-2} atm^{-1}).

Nous observons une variation importante de la largeur de raie en fonction du nombre quantique de rotation. Les valeurs maxima de Δ *correspondent aux raies de rotation les plus intenses*, celles qui présentent, dans la distribution de Maxwell, le maximum de la vitesse de rotation. La plupart des molécules de l'acide chlorhydrique étant dans les premiers états quantiques de rotation, un effet de résonance augmente, pour les niveaux de rotation où se trouve la majorité des molécules, le diamètre de collision optique.

2. *Méthane* (bande ν_3 vers 3 010 cm^{-1}). — L'augmentation de la largeur de raie en fonction de la pression, d'abord très rapide pour des pressions de l'ordre de 0,1 atm, diminue pour les pressions proches de la pression atmo-

sphérique. Une cause d'élargissement, due à des actions intermoléculaires s'ajoute à l'élargissement par chocs.

Le tableau des valeurs de la largeur des raies des divers niveaux de rotation de la bande ν_3 nous met en présence d'une variation en fonction de J difficilement compréhensible. Suivant Boyd, Thompson et Williams [2] le spectre du méthane, obtenu avec une haute dispersion, montre à cet endroit à la fois :

1° des raies de la bande ν_3 qui peuvent être divisées en une ou plusieurs composantes à cause de perturbations de Coriolis ;

2° des raies des branches P et R d'une bande interdite ;

3° des raies des bandes $2\nu_4$ et $\nu_2+\nu_3$.

Dès lors, si l'on ne prend pas de précautions spéciales, on mesurera non pas la largeur d'une raie, mais celle d'un complexe de raies. Aussi avons-nous choisi les raies $+9$ et $+10$, simples et d'intensité moyenne, suffisamment éloignées de leurs voisines les plus proches qui nous donnent :

$$\Delta_{+9} = 0{,}040\ \text{cm}^{-1},$$
$$\Delta_{+10} = 0{,}040\ \text{cm}^{-1}.$$

Le diamètre de collision faible du méthane explique les petites valeurs obtenues, alors que des actions intermoléculaires viennent s'ajouter au phénomène de chocs. Des mesures effectuées, sur des spectres de mélanges de méthane et d'air, vérifient cette supposition en nous donnant une valeur croissante de Δ au fur et à mesure que la proportion d'air augmente. (Le diamètre de collision de N_2 est, en effet, supérieur à celui de CH_4.)

(*) Séance du 6 mai 1957.

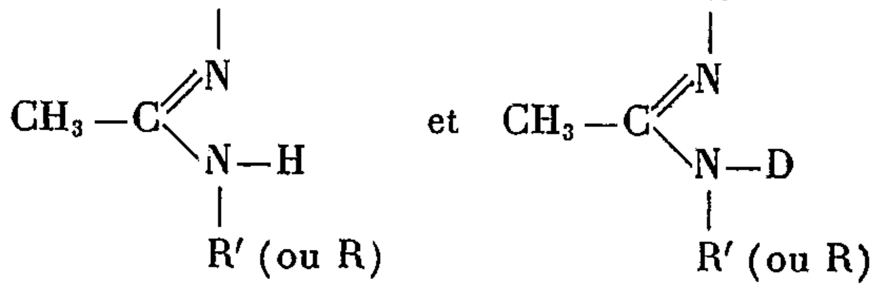
(1) Mme J. VINCENT-GEISSE, *Thèse*, Paris, 1954, *Ann. de Phys.*, 10, 1955, p. 185-200.

(2) D. R. J. BOYD, H. W. THOMPSON et R. L. WILLIAMS, *Proc. Roy. Soc.* A, 213, 1952, p. 42.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Spectres d'absorption infrarouges d'acétamidines* NN'*-disubstituées* Note (*) de M. **DUŠAN PREVORŠEK**, transmise par M. Gustave Ribaud.

Nous avons étudié les spectres d'absorption infrarouges d'une série des acétamidines NN'-disubstituées à l'état solide et en solution, et aussi des homologues deutérés, ce qui nous a permis de localiser les bandes, qui proviennent des vibrations du groupement amidine, et d'obtenir les renseignements sur la géométrie de la molécule.

Nous avons étudié avec deux spectrographes Perkin-Elmer, modèle 21 à prismes de NaCl et de CaF_2, entre 3 600 et 650 cm^{-1}, une série de substances répondant à la formule générale suivante :



où R et R′ sont des restes benzéniques (substitués ou non), ou naphtaléniques.

En solution diluée, nous avons trouvé, dans la partie du spectre entre 3 500 et 3 300 cm^{-1}, deux bandes vers 3450 et 3 380 cm^{-1}. Parce que ces deux bandes conservent la même intensité relative, en maintenant constant le produit de la concentration par la longueur de la cuve, elles appartiennent sans doute à la forme monomère de la molécule.

A l'état solide, les bandes dues à la vibration de valence ν(N—H) sont généralement déplacées, à cause de la liaison hydrogène et, dans ce cas, on observe plusieurs maxima entre 3 250 et 3 100 cm^{-1}.

Dans la région 1 550-1 200 cm^{-1}, on trouve, pour toutes les substances examinées, quatre bandes, qui sont affectées par la rupture des liaisons hydrogène. La bande vers 1 540 cm^{-1} (en solution vers 1 515 cm^{-1}) est très forte, les trois autres vers 1 440, 1 330 et 1 220 cm^{-1}, fortes aussi, possèdent toutes en solution, des nombres d'ondes plus petits.

Après le remplacement de NH par ND, la bande vers 1 540 cm^{-1} se déplace vers 1 400 cm^{-1}, pendant que les bandes à 1 440 et 1 330 cm^{-1} disparaissent, et on ne peut pas trouver dans la région examinée, de nouveaux maxima équivalents (compte tenu de leur intensité). Généralement, une nouvelle absorption très faible apparaît vers 1 080 cm^{-1}. Les autres bandes de cette région ne sont pas affectées par l'échange isotopique, à l'exception de la bande forte vers 1 220 cm^{-1}, qui se déplace, un peu après la deutération, vers des nombres d'ondes plus élevés.

Les quatre bandes précédentes, sensibles à l'échange isotopique et à la dissociation des liaisons hydrogène, possèdent sans doute un caractère de vibration δ(N — H) et appartiennent très probablement à deux vibrations couplées :

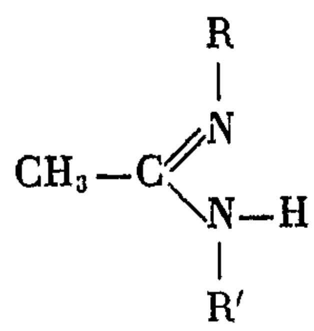
1° δ(N — H) avec la vibration de valence antisymétrique du groupe $—C\langle^{N}_{N}$, tout comme pour la vibration qui correspond à celle qui a été découverte par Frazer et Price dans les amides secondaires, et qui donne lieu à la bande « amide II »; les bandes dues à cette vibration se trouvent vers 1 540 et 1 330 cm^{-1}.

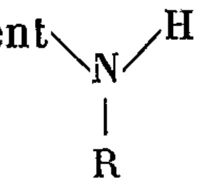
2° δ(N — H) avec ν(N — R); les bandes correspondantes se trouvent vers 1 440 et 1 220 cm^{-1}.

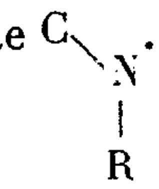
Après la substitution de l'atome d'hydrogène acide par le deutérium, le couplage n'existe plus, à cause de la grande différence entre les fréquences des vibrations δ(N — D) et ν(C — N).

Nous avons expliqué l'apparition du dédoublement des bandes dues à des vibrations ν(N — H), en supposant que :

1° dans la molécule des acétamidines NN'— disubstituées :



où R et R' sont des restes aromatiques, l'hybridation de l'atome d'azote change son caractère pyramidal (comme dans l'ammoniac) à cause de la résonance et devient d'un type plutôt planaire et trigonal, sans que le groupement  soit tout à fait coplanaire,

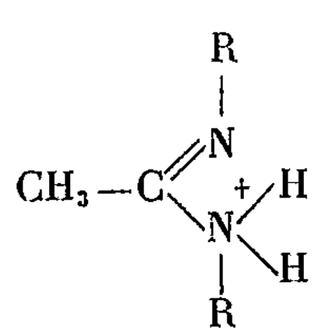
2° l'atome d'hydrogène peut prendre les deux positions, correspondant à une énergie minimum, placées symétriquement au-dessus et au-dessous par rapport au plan de deux valences de l'atome d'azote .

C'est bien ce phénomène que nous ne pouvons attendre que chez les acétamidines substituées par des restes aromatiques. Avec R et R' aliphatiques, un changement d'hybridation tétraédral de l'atome d'azote ne peut pas conduire à une forme plus favorable du point de vue énergique, les restes aliphatiques n'ayant pas d'électrons π qui pourraient entrer en résonance. L'hybridation de l'atome d'azote, dans les molécules des acétamidines aliphatiques, étant pyramidale, les deux positions possibles du proton sont très différentes, et le mouvement d'une position à l'autre moins favorable.

Le spectre de la NN'-diéthylacétamidine, que nous avons étudiée, ne contient, dans les solutions très diluées, qu'une seule bande vers 3400 cm^{-1}, ce qui est tout à fait en accord avec les explications précédentes.

L'étude des spectres des chlorhydrates des acétamidines NN'-disubstituées nous offre une autre preuve en faveur de cette explication du dédoublement des bandes dues à des vibrations du groupe NH.

On trouve, dans les spectres des sels, dont la molécule (avec deux protons liés à l'atome d'azote) ressemble beaucoup au modèle que nous avons proposé pour les bases, le même dédoublement des bandes qui tirent leur origine des vibrations du groupe NH_2, aussi bien en solution qu'à l'état solide.



Avec le chlorhydrate de N-phényl N′-*p*-isopropoxi-acétamidine, les bandes dues à des vibrations de valence du groupe $\overset{+}{N}\begin{smallmatrix}\diagup H \\ \diagdown H\end{smallmatrix}$ se trouvent à 3 448 et 3 378 cm^{-1} en solution diluée, et les quatre bandes contenant le caractère δ(N — H) à 1 562, 1 410, 1 345 et 1 230 cm^{-1}.

En conclusion, les amidines présentent un intéressant champ d'étude pour compléter les interprétations de couplage de la vibration de déformation δ(N — H) dans les amides, ou de découplage, comme dans les acides hydroxamiques.

(*) Séance du 6 mai 1957.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Modifications dans le spectre d'absorption infrarouge du titanate de baryum*. Note (*) de MM. **Armand Hadni** et **René-Lucien Michel**, transmise par M. Gustave Ribaud.

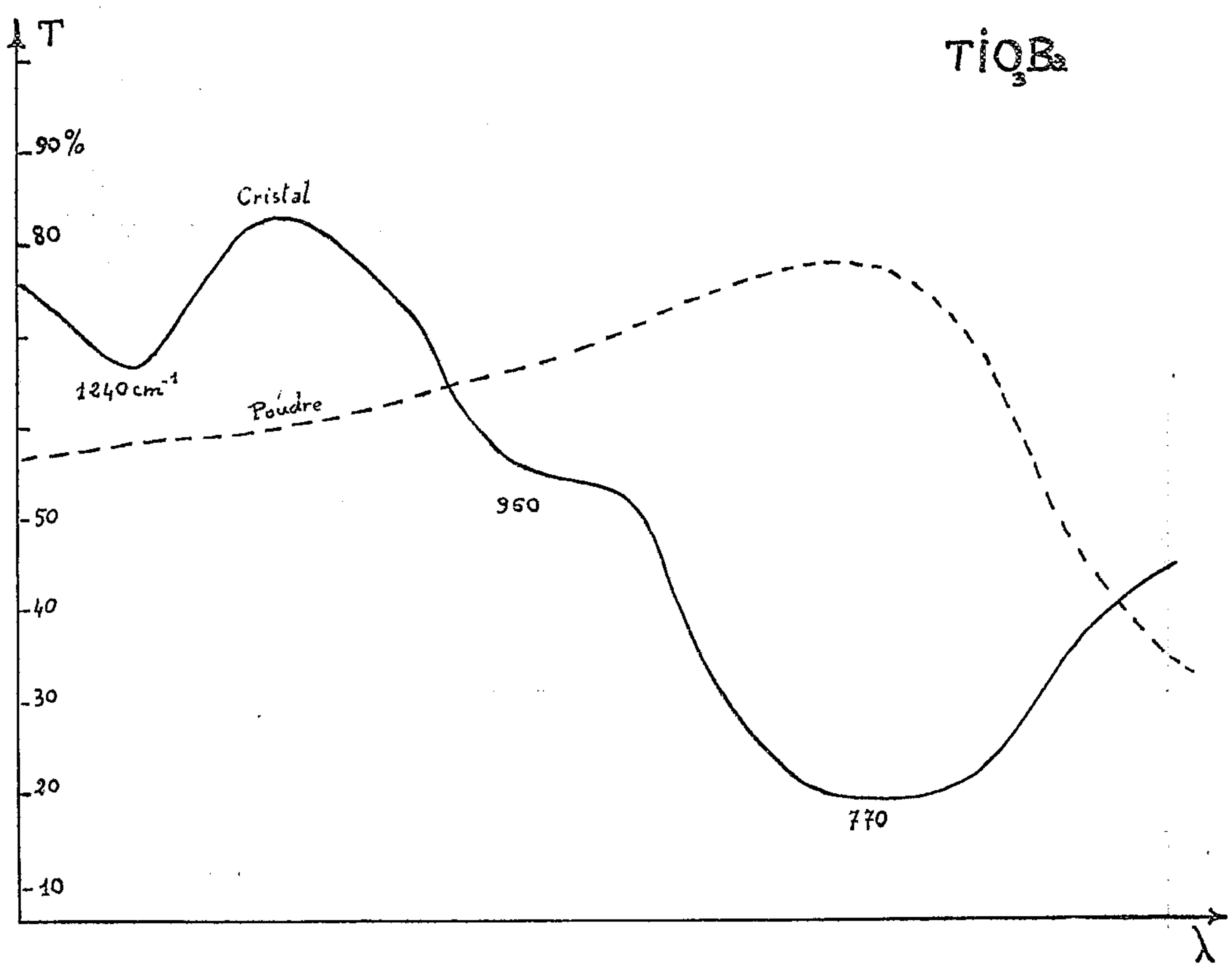
Le spectre d'absorption infrarouge d'un monocristal très mince de titanate de baryum obtenu directement par cristallisation et celui de la poudre produite par broyage du même cristal, sont complètement différents; la bande la plus intense du spectre se déplaçant de 770 à 510 cm^{-1}.

Le monocristal, réalisé au Centre d'Études cristallographiques de Nancy, suivant une technique ([1]) dérivée du procédé de Remeika ([2]), apparaît sous forme d'une « aile de papillon » de quelques centièmes de millimètre d'épaisseur.

Le spectre d'absorption infrarouge du cristal est étudié à la température ordinaire entre 2 000 et 300 cm^{-1} au moyen du spectromètre à prismes de ClNa et BrCs. Il présente une seule bande intense à 770 cm^{-1} et deux autres plus faibles à 960 et 1240 cm^{-1}. La poudre obtenue par broyage du même cristal donne une seule bande intense, mais à 510 cm^{-1} et deux autres douteuses vers 1440 et 320 cm^{-1}. Le résultat le plus net de cette étude est le déplacement (*fig.* ci-contre) de la bande la plus intense du spectre de 770 à 510 cm^{-1} lors de la pulvérisation.

D'autres travaux sur l'absorption infrarouge du titanate de baryum sont connus ([3]) mais ne montrent aucune modification semblable, le spectre du cristal restant très voisin de celui de la poudre. Il est possible que les variations observées ici soient dues à l'action, sur le vibrateur, du champ électrique intense lié à la ferroélectricité du monocristal étudié, ce qui suggérerait que celui préparé par J. T. Last ([3]) dans des conditions d'ailleurs toutes différentes, n'aurait pas les mêmes propriétés ferroélectriques.

Ces résultats soulignent de façon frappante l'intérêt du procédé de préparation du monocristal.



Une étude plus poussée est en cours.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) H. EUSTACHE, *Diplômes d'Études supérieures*, Nancy, 1957.

(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 940-941.

(3) *Technical Report*, 106, Laboratory for insulation research, Massachusetts Institute of Technology (mai 1956).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Étude des échangeurs d'ions par interférométrie.* Note de Mme MARGUERITE FOLLENIUS et M. ROGER PLATZER, présentée par M. Francis Perrin.

L'étude de la fixation d'ions par les différents échangeurs se fait actuellement sur des quantités importantes de matières. Il serait cependant intéressant de pouvoir faire cette étude à l'échelle d'un grain. On pourrait ainsi déterminer les caractéristiques d'un échangeur disponible en petite quantité (cas de produits de synthèse) et étudier le mécanisme de cet échange.

La technique d'interférences en lumière blanche polarisée imaginée par M. Françon [1] et mise en œuvre par l'un de nous [2] pour l'étude de la croissance cristalline, permet d'apporter une solution satisfaisante au problème précédent.

Un microscope interférentiel est réalisé en disposant un bilame de Savart en calcite entre l'objectif et la préparation éclairée en lumière blanche polarisée parallèle au moyen d'un collimateur. Le dédoublement des images est suffisant pour que les phénomènes observés au voisinage de l'objet se trouvent dans une zone non perturbée du champ interférentiel.

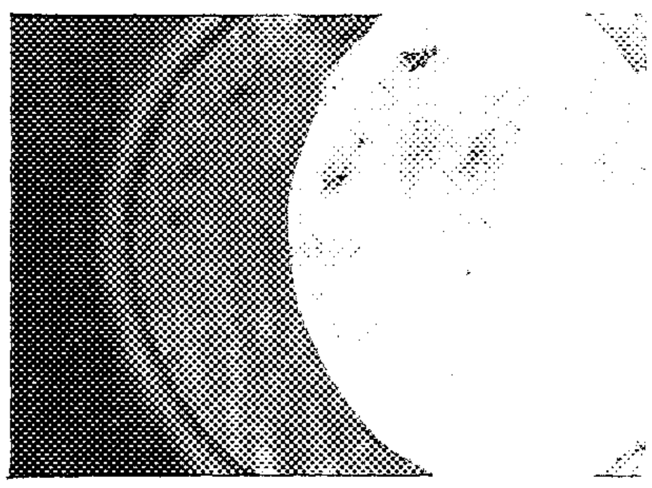


Fig 1 *a*.

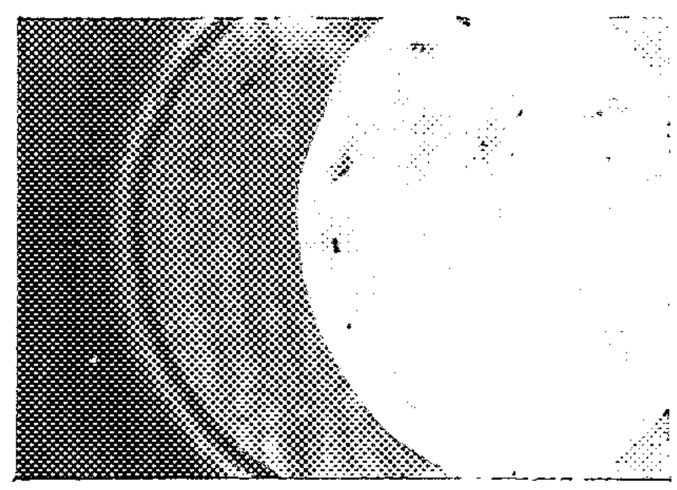


Fig 1 *b*.

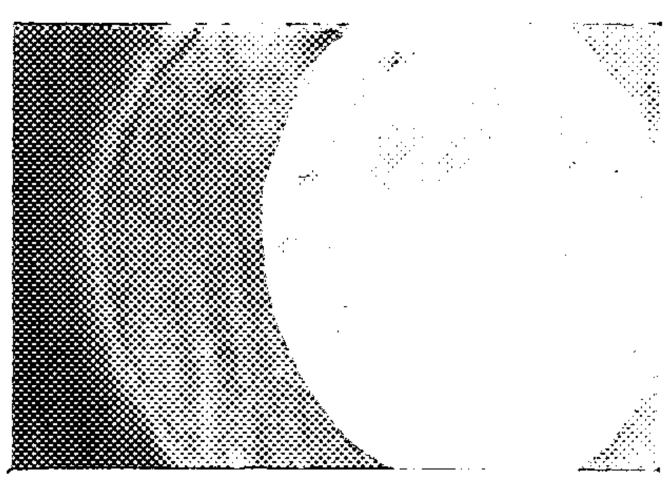


Fig. 1 *c*.

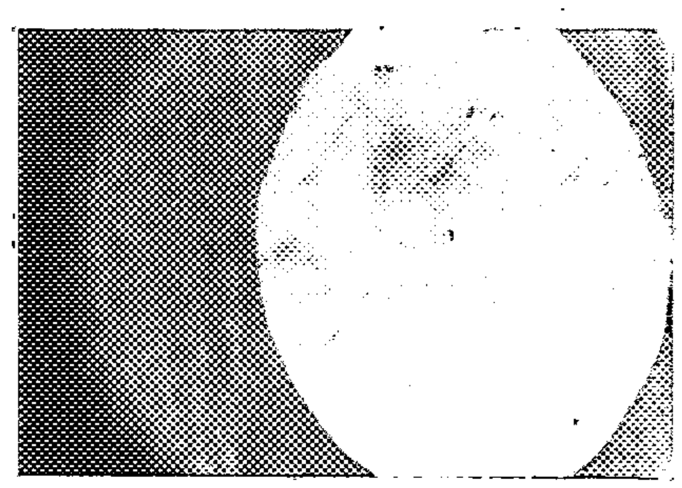


Fig. 1 *d*.

Fig. 1. — Grains de résine échangeuse de cations vus au microscope interférométrique. La résine sous forme H est mise au contact d'une solution de nitrate d'uranyle.
Fig. 1 *a* prise au bout de 24 s; fig. 1 *b* au bout de 60 s.
Fig. 1 *c* prise au bout de 150 s; fig. 1 *d* au bout de 7 mn.

Un grain d'échangeur de quelques dixièmes de millimètre est placé entre lame et lamelle dans une solution d'électrolyte. La concentration de la solution diminue autour du grain pendant tout le temps que dure l'échange des ions. La réfractivité des ions échangés étant différente, il apparaît une variation locale d'indice qui se traduit par un changement de teinte.

Nous avons fait des expériences avec une solution aqueuse de nitrate d'uranyle à 25 mg/ml et des échangeurs d'ions organiques de fabrication courante : une résine polystyrène sulfonée sous forme acide comme échangeur cationique et une résine polyaminée sous forme basique comme échangeur anionique.

Nous avons pu observer la présence de franges colorées localisées au voisinage immédiat du bord du grain. Elles intéressaient une zone dont l'épaisseur suivant une direction radiale était de quelques centièmes de millimètre. Elles apparaissaient dès la mise en présence du grain avec la solution aqueuse et restaient pratiquement fixes pendant quelques dizaines de secondes, temps au bout duquel elles s'estompaient peu à peu en s'élargissant, pour disparaître en quelques minutes.

Connaissant la variation d'indice de réfraction en fonction de la concentration et l'épaisseur de la préparation, la différence de marche déduite de l'observation des franges permet de calculer la variation de concentration qui se produit autour du grain au cours de la fixation. Connaissant d'autre part, la largeur des franges et la durée de leur persistance, on peut déterminer la valeur du gradient de concentration et, en première approximation, la vitesse de fixation.

Cette méthode d'observation peut être également appliquée à d'autres systèmes où ont lieu des échanges d'espèces chimiques en phases différentes; en particulier au cas de l'extraction liquide-liquide, qui fait l'objet d'une étude en cours.

(1) M. Françon, *Rev. d'Opt. (Théor. instrum.)*, 31, 1952 *a*, p. 65; M. Françon, *Rev. d'Opt. (Théor. instrum.)*, 31, 1952 *b*, p. 170.

(2) M. Follenics et S. Goldsztaub, *Bulletin de Microscopie appliquée*, nos 5-6, 1955 (sous presse).

CHIMIE PHYSIQUE. — *Préparation de monocristaux au moyen de fours centrifuges chauffés par le rayonnement solaire.* Note (*) de MM. **Félix Trombe** et **Marc Foëx**, présentée par M. Paul Lebeau.

Nous avons montré antérieurement (1) que l'on pouvait obtenir le frittage ou même la fusion de substance très réfractaires dans des fours centrifuges chauffés à l'aide du rayonnement solaire.

Ces fours sont constitués essentiellement (*fig.* 1) par une cuve métallique cylindrique refroidie extérieurement et tournant à une vitesse suffisante pour que les produits qu'elle contient soient plaqués sur ses parois par force centrifuge. On forme ainsi une cavité centrale cylindrique si l'axe de rotation est horizontal ou parabolique si cet axe est incliné.

Un orifice A dans l'axe du cylindre permet l'admission des rayons solaires rendus convergents par un dispositif optique approprié.

Le four solaire ainsi constitué reçoit l'énergie sur sa surface interne dont la matière s'échauffe progressivement et peut être portée à la fusion. Un gradient de température considérable s'établit entre cette surface

et la paroi du cylindre qu'on peut maintenir à une température relativement basse.

La vitesse de fusion d'un produit réfractaire dans un tel appareil passe rapidement par un maximum, en particulier si ce produit est pulvérulent; elle décroît ensuite avec le temps de traitement, puis s'annule, et l'on peut même observer, même si l'énergie reçue reste constante, une lente recristallisation de la zone fondue.

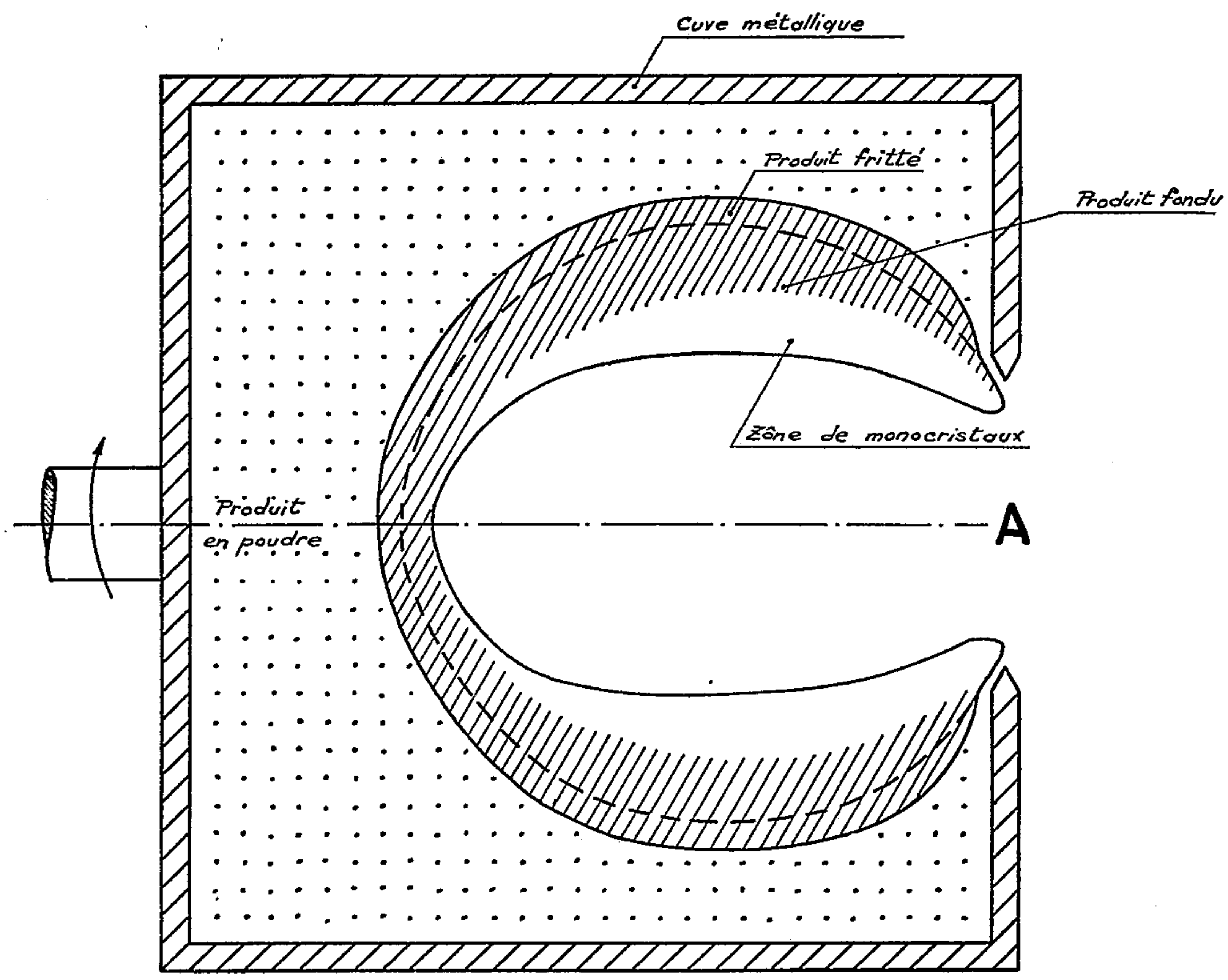


Fig. 1.

Un tel résultat peut s'expliquer par l'intervention de deux facteurs :

1° La masse fondue est obtenue aux dépens du produit pulvérulent qui l'entoure et lui sert de calorifuge. L'épaisseur et, par conséquent, l'efficacité de ce calorifuge diminuent avec le temps.

2° Une zone frittée dont l'épaisseur croît avec le temps peut se développer entre la zone fondue et la zone pulvérulente.

Son rôle est de diminuer de plus en plus l'efficacité du calorifuge pulvérulent. Elle peut, en continuant à se développer après la fusion, provoquer une solidification progressive de la masse. On observe que les cristaux obtenus se forment lentement de la périphérie vers le centre dans le sens opposé à celui de la fusion initiale.

De telles caractéristiques de traitement nous ont permis d'obtenir assez facilement des formations de monocristaux dans la zone centrale du four (*fig.* 1). Ces cristaux se développent sur un support déjà solidifié et fortement polycristallin, avec une zone de transition constituée de cristaux assez importants mais imparfaits et d'aspect « neigeux » (bulles, fêlures).

La force centrifuge permet de limiter la contamination du produit encore fondu en empêchant les petits cristaux formés en premier lieu de pénétrer dans la zone liquide de plus faible densité.

Les cristaux ainsi obtenus ne présentent pas de tensions importantes, contrairement à ce qu'on observe avec ceux préparés au chalumeau par la méthode Verneuil. Cependant, afin d'éviter leur rupture, il convient, après solidification, de procéder à un refroidissement assez lent de la masse.

Nous avons appliqué la méthode précédente à la production de spinelle de magnésie Al_2O_3MgO (F 2135°), au moyen du four solaire de 75 kW de Mont-Louis. Les cristaux obtenus, de 4 à 6 cm de côté, de quelques millimètres à 1 cm d'épaisseur, sont transparents dans le visible et le proche infrarouge (*fig.* 2). Le facteur de transmission observé, supérieur à 70% dans le visible, est encore important jusque vers 6 μ. Certaines bandes pourraient correspondre à la présence de petites quantités d'oxyde de fer (0,04 %) dans le produit utilisé.

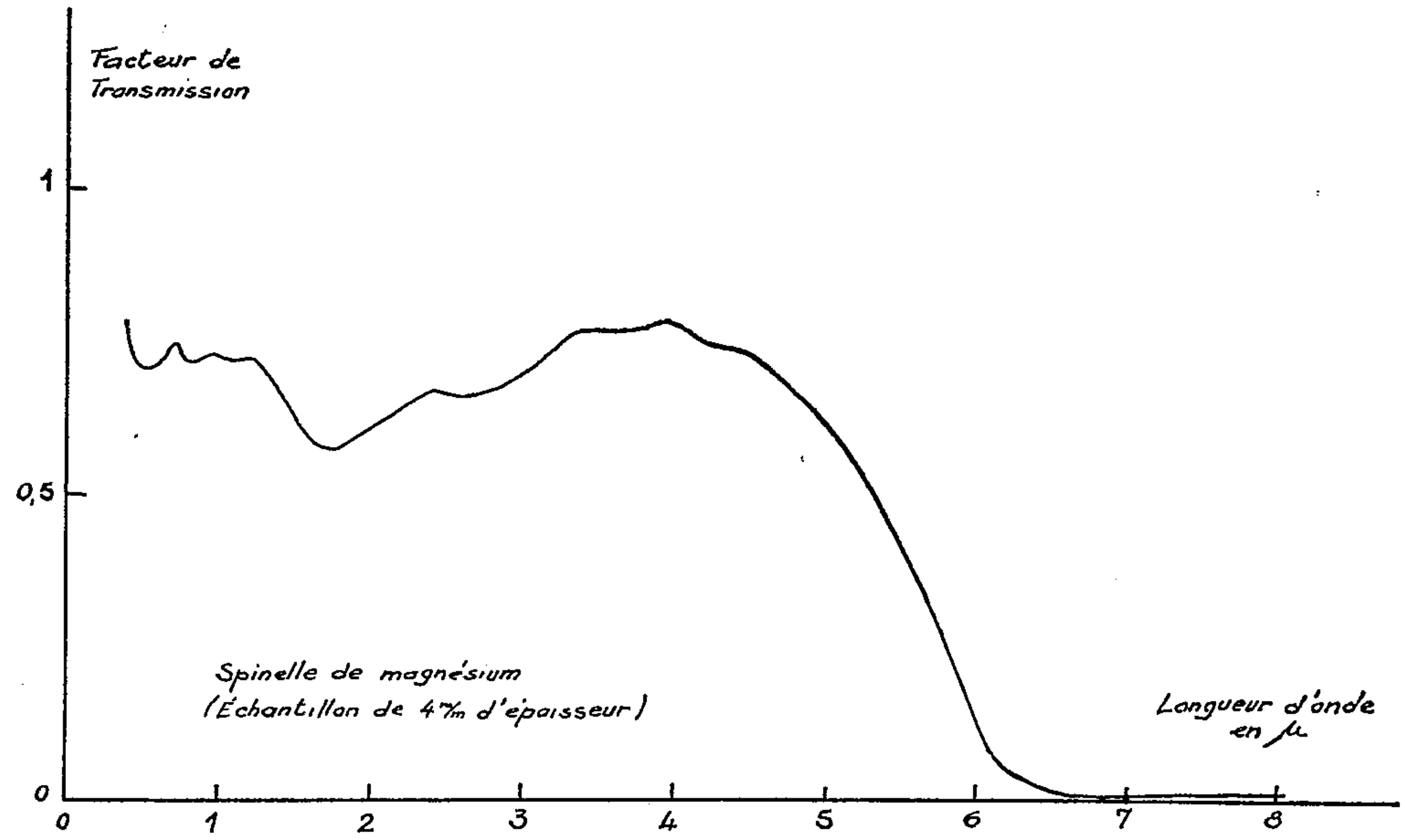


Fig. 2.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) F. TROMBE et M. FOËX, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 571; *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 1315.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Mesure de la viscosité du fer pur à l'état liquide.* Note (*) de M. **Gilbert Cavalier**, présentée par M. Georges Chaudron.

On étudie la viscosité des métaux liquides et en particulier du fer pur à l'aide d'un pendule de torsion dont on mesure la variation du décrément logarithmique. Pour le fer pur, on trouve une viscosité variant de 6,6 à 5,2 cP, pour des températures allant du point de fusion à 1800° C.

La méthode utilisée consiste à mesurer le décrément logarithmique d'un pendule de torsion qu'on relie à la viscosité selon les équations données par M. R. Hopkins et T. C. Toyes (1). On vérifie que les méthodes de calcul proposées par ces auteurs sont compatibles avec les conditions expérimentales imposées par l'appareil. On tient compte, notamment, de la variation de viscosité de l'argon constituant l'atmosphère de l'appareil ainsi que de la modification des propriétés élastiques du fil de torsion en fonction de la température [E. G. Schvidkovski (2)]. Pratiquement, on compte à l'aide d'un dispositif électronique, le nombre d'oscillations du pendule entre deux amplitudes données et constantes. Cette méthode élimine les erreurs dues à l'expérimentateur et permet un nombre élevé de séries de mesures. L'appareil est constitué par un four à enroulement de molybdène permettant de porter la température à 1800° C. Dans l'axe du tube laboratoire de ce four est suspendu l'équipage oscillant. Ce dernier comprend un fil de torsion, une masse en bronze et une tige en molybdène qui se prolonge à l'intérieur du four et qui supporte à son extrémité un creuset en alumine frittée contenant le métal.

Afin d'éviter toute oxydation des métaux soumis à l'expérience, la teneur en oxygène des gaz introduits dans l'espace laboratoire du four doit correspondre à une pression partielle de ce gaz, inférieure à 10^{-15} atm. Ceci est obtenu en faisant circuler dans l'appareil un courant d'argon qu'on purifie au préalable en le mélangeant à une très faible quantité d'hydrogène et faisant passer le mélange sur de l'amiante platinée à 400° C; les gaz sont ensuite desséchés sur du perchlorate de magnésium. La mesure de température est faite sur le fond du creuset oscillant, à l'aide d'un pyromètre optique et l'on apporte une correction qui tient compte de l'écart de température entre le métal et le fond du creuset.

Les creusets utilisés sont choisis de telle sorte que leur diamètre intérieur ne diffère pas de plus de 0,05 mm. On a par ailleurs, vérifié qu'une telle différence n'apporte dans la mesure qu'une erreur négligeable. La hauteur du métal dans le creuset doit être maintenue constante et définie avec une précision de 0,1 mm environ. Pour cela, on place dans le creuset un volume de métal calculé à partir d'un cylindre en fonction du diamètre

réel du creuset, de son coefficient de dilatation cubique et de la densité de la substance à la température envisagée.

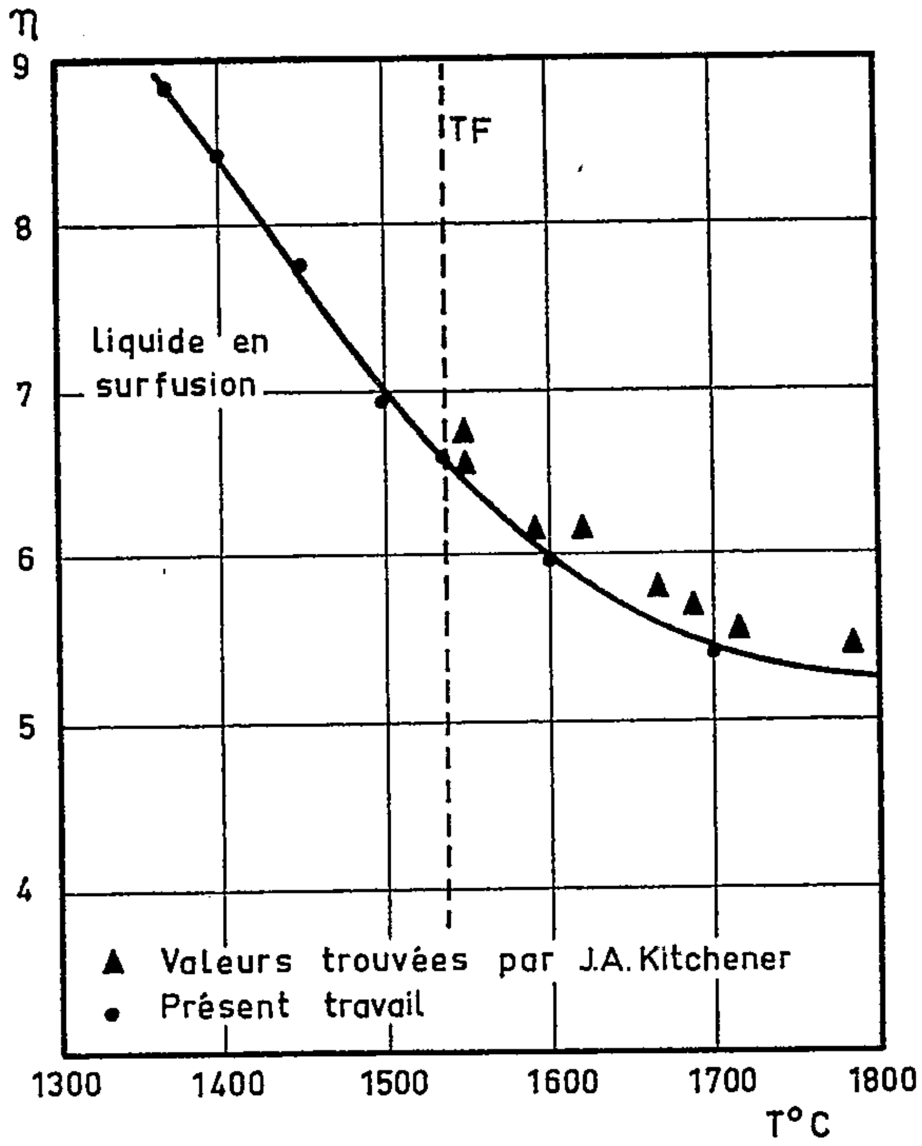


Fig. 1. — Variation de la viscosité du fer en fonction de la température.

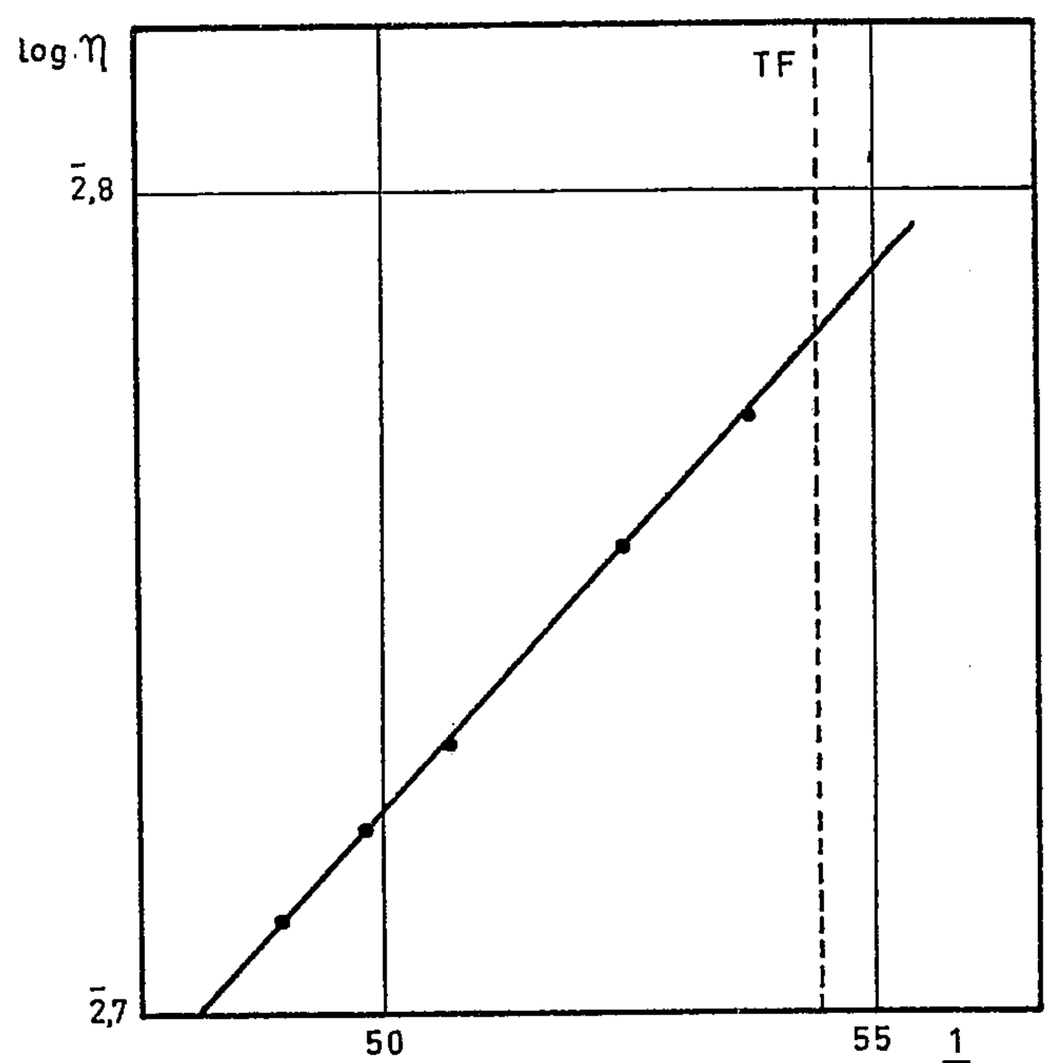


Fig. 2. — Variation de log η en fonction de $\frac{1}{T} \cdot 10^4$.

Le poids de métal utilisé est de 85 g environ.

On effectue tout d'abord un étalonnage de l'appareil à température ambiante avec des liquides dont on a mesuré la viscosité et la densité. De l'étain et du cuivre sont également utilisés aux températures supérieures à leur point de fusion respectifs. Les échantillons de fer soumis à l'expérience sont d'une grande pureté et ne contiennent essentiellement que 0,02 % de nickel et une teneur en oxygène de 0,002 %. La teneur en carbone est elle-même pratiquement nulle. Les mesures sont effectuées lorsque l'équilibre thermique est pratiquement atteint dans le four. La courbe de la figure 1 montre quelle est la variation de la viscosité en fonction de la température. Comparées à celles de J. A. Kitchener, on remarque que ces différentes valeurs sont en bon accord ([3]). On a, d'autre part, observé un phénomène de surfusion important de l'ordre de 150° pour plusieurs échantillons, ce qui a permis d'effectuer des mesures de la viscosité du liquide surfondu ([4]). Lorsqu'on porte $\log \eta$ en fonction de l'inverse de la température absolue, la pente de la droite permet de calculer l'énergie d'activation pour le flux visqueux. Cette pente est ici de 0,152 si l'on néglige le point obtenu lorsque le liquide est en surfusion. Prenant ce nombre pour calculer l'énergie d'activation, on trouve pour celle-ci la valeur de 6,9 kcal/mole, la valeur trouvée précédemment par J. A. Kitchener étant de 6,8 kcal/mole.

De nouvelles mesures actuellement en cours sont destinées à étudier la variation de la viscosité et de l'énergie d'activation dans le domaine de température pour lequel le fer est en surfusion.

(*) Séance du 6 mai 1957.

([1]) *Proc. Phys. Soc.*, **63**, série B, 1950, p. 773-782.

([2]) *Bibliothèque Scientifique et Technique*, Moscou, 1955 (206 pages).

([3]) R. N. Barfield et J. A. Kitchener, *J. Iron and Steel Inst.*, **180**, août 1955, p. 324-329.

([4]) La surfusion maximum observée lors des essais fut de 177°; ceci représente une valeur élevée, si l'on considère le poids important de substance intéressée par le phénomène.

(*Laboratoires de l'Institut de Recherches de la Sidérurgie, Saint-Germain-en-Laye.*)

ÉLECTROCHIMIE. — *Étude potentiostatique du polissage électrolytique du fer dans l'acide perchlorique*. Note (*) de MM. **Ulrich Franck** et **Lucien Meunier**, présentée par M. Eugène Darmois.

Le polissage électrolytique du fer en bain perchlorique s'effectue dans les solutions acétiques préconisées par Jacquet ([1]) ou dans la solution alcoolique de A. De Sy et H. Haemers ([2]). Nous allons montrer que le polissage est également réalisable en solution aqueuse.

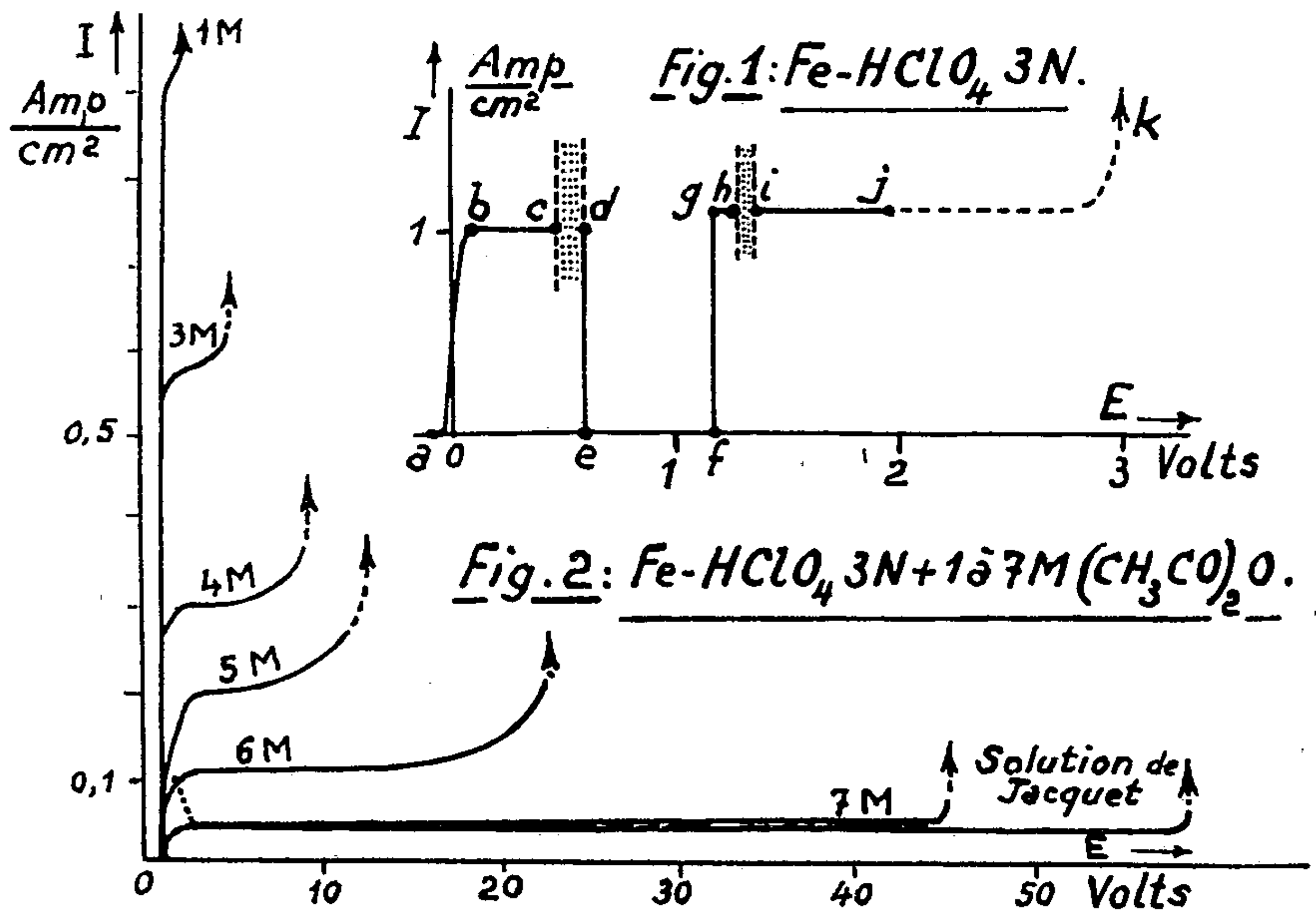
L'étude des phénomènes anodiques est basée sur le relevé de la courbe de la densité de courant I en fonction du potentiel anodique E, mesuré à l'aide d'un capillaire de Luggins-Haber relié à une électrode au calomel. Les variations dans le temps du point de fonctionnement (I, E) d'un système électrochimique polarisable dépendent du circuit extérieur. Pour déterminer tous les états stationnaires de l'anode, il est indispensable d'utiliser un montage où le potentiel est indépendant des variations de courant (montage potentiostatique) ([3]), ([4]). Nous avons utilisé deux méthodes ([4]). La première consiste à employer un circuit potentiométrique simple avec une source à basse tension (2 V) et un fil potentiométrique de faible résistance (0,04 Ω); le courant traversant la cellule (jusque 150 mA) est négligeable vis-à-vis de celui qui traverse le potentiomètre (50 A). La seconde, pour des mesures plus précises, est basée sur l'emploi d'un potentiomètre électronique ([5]) qui assure la constance du potentiel d'électrode à $1,5\ 10^{-4}$ V près pour une variation de courant de 150 mA.

La cellule d'électrolyse est une cuve à faces planes; elle contient une cathode en platine platiné de grande surface et une anode en fer électrolytique de quelques millimètres carrés, placée au voisinage immédiat de la cathode. Pendant les expériences, nous observons la surface anodique à l'aide d'un microscope binoculaire.

Nous avons d'abord étudié le comportement anodique du fer dans les solutions aqueuses d'acide perchlorique de concentrations 0,1 à 6N. La courbe courant-potentiel anodique (*fig.* 1.) conserve la même forme dans tout le domaine exploré; seul le courant aux deux paliers varie avec la concentration. Le tronçon *a-b* correspond à la dissolution anodique normale du fer. En *b*, il se forme, sur l'électrode, une couche isolante poreuse, scintillante; un phénomène analogue a été observé, dans l'acide sulfurique, par Bartlett ([3]). Pour des concentrations en $HClO_4$ comprises entre 3 et 5 N, cette couche scintillante disparaît peu à peu aux potentiels plus élevés (*b-c*) pour faire place au polissage. En *c*, l'anode entre en oscillation et, simultanément, l'action de polissage cesse brusquement. Ces oscillations de courant ont une fréquence qui peut varier entre 0,5 et 70 Hz. Lorsqu'on atteint, en *d*, le potentiel de Flade ([6]), ([7]), l'électrode se passive et la densité de courant anodique devient négligeable([8]). Cet état se maintient jusqu'en *f* où il apparaît, en certains points de l'électrode, des rosettes noires dont la surface croît en fonction du courant jusqu'à occuper toute la surface de l'électrode en *g-h*. Une nouvelle zone d'oscillation (*h-i*) précède l'apparition (*i*) d'un nouveau film, brun, liquide et visqueux, analogue à celui que l'on a souvent observé lors du polissage dans la solution acétique. En même temps l'électrode, très rugueuse entre *g* et *a*, se polit à nouveau, au moins si la concentration de la solution est supérieure à 1 N. Au delà de *j*, suivant la concentration de la solution, l'élec-

trode peut se recouvrir de nouveaux films solides dont nous poursuivons l'étude. Enfin, en *k*, il se produit un violent à-coup de courant accompagné du dégagement d'oxygène. Le potentiel correspondant à ce point croît avec la concentration en $HClO_4$, pour dépasser 10 volts en solution 6N.

Si l'on ajoute des quantités croissantes (1 à 7 M) d'anhydride acétique à une solution perchlorique 2 ou 3 N, on observe, en principe les mêmes phénomènes jusqu'en *f*. La couche noire (*f* — *h*) disparaît pour une concentration 3 M en anhydride acétique, de même que la zone consécutive d'oscillations (*hi*). Le tronçon *ijk* subsiste ; il s'étend vers des potentiels d'autant plus élevés que la teneur en anhydride acétique est plus grande et l'à-coup de courant marquant la destruction de la couche peut se manifester au-delà de 50 volts, aux concentrations extrêmes (*fig.* 2). D'autre part, la densité de courant au palier diminue



quand la concentration en anhydride acétique s'élève, jusqu'à atteindre une valeur limite constante d'environ 4 A/dm². La couche anodique supporte alors la quasi-totalité de la chute de tension, d'où une production locale d'énergie, pouvant dépasser 2 watts/cm², ce qui est la cause probable de la destruction de la couche.

La courbe obtenue avec la solution de Jacquet et Rocquet ([1]) ne diffère pas sensiblement de celle qu'on a mesurée avec une solution 2 N en $HClO_4$ et 7 M en anhydride acétique.

(*) Séance du 21 février 1955.

([1]) P. JACQUET et P. ROCQUET, *Comptes rendus*, 208, 1939, p. 1012 ; P. JACQUET, *Comptes rendus*, 237, 1948, p. 556.

([2]) *Stahl und Eisen*, 61, 1941, p. 185.

(3) J. Bartlett et L. Stephenson, *J. Electrochem. Soc.*, 99, 1952, p. 504.
(4) U. F. Franck, *Comptes rendus de la 4e réunion du C. I. T. C. E.*, Cambridge 1952.
(5) J. Schoon et L. Staubach, *Z. Reglungstechnik*, à l'impression.
(6) *Z. physik. Chem.*, 76, 1911, p. 513.
(7) U. F. Franck, *Z. Naturforsch.*, 4 *a*, 1949, p. 378.
(8) U. F. Franck et K. Weil, *Z. Electrochem.*, 56, 1952, p. 814.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Décomposition de l'austénite en phase α sous l'effet des contraintes latentes dans les aciers inoxydables du type* 18-8. Note (*) de MM. Paul Bastien et Gilbert Stora, présentée par M. Albert Portevin.

Dans les austénites instables, une phase α peut se former sous l'action des contraintes latentes dues au refroidissement ou du remaniement de celles-ci par dissolution contrôlée. Les aiguilles de phase α se développent avec une vitesse parfaitement mesurable par cinématographie.

Les déformations plastiques, intentionnellement provoquées, produisent dans les austénites instables l'apparition de pourcentages élevés d'une phase α, appelée par certains martensite d'écrouissage en raison des ressemblances qu'elle présente avec la martensite d'origine thermique engendrée dans ces aciers par refroidissement à basse température : les conditions de formation et de disparition par revenu de cette martensite d'écrouissage ont été étudiées par l'un de nous (1).

En procédant à l'étude des conditions d'hypertrempe d'aciers du type 18-8 dont la composition était voisine de 17,5 % Cr, 7,5 % Ni, 0,05 % C avec, le cas échéant, de faibles additions de métaux des terres rares, nous avons constaté l'impossibilité de réaliser une hypertrempe parfaite. Dans tous les cas, il y a formation d'une phase α, qu'on peut identifier par rayons X et repérer par magnétisme (micrographie magnétique); nous avons pu relier ce phénomène à l'action des contraintes latentes, inhérentes au refroidissement de l'alliage.

Deux caractères essentiels semblent cependant distinguer cette phase α de la martensite formée par voie thermique :

1° *Sa morphologie*, qui résulte de la juxtaposition d'aiguilles ou de plages pseudo-aiguillées. Un réactif d'attaque micrographique, à l'acide chlorhydrique à 50 % dans l'alcool éthylique, s'est révélé particulièrement bien adapté à l'étude de ces structures, dont il met en évidence la constitution (*fig.* 1 à 4). Ces figures montrent de façon certaine que ces plages sont des imbrications de phases α et γ.

Nous avons procédé à une analyse stéréomicrographique de ces couches, en examinant des plans successifs, distants de 1 μ environ, polis et attaqués : cette étude a prouvé que les configurations superficielles correspondent bien à des structures tridimensionnelles, plus ou moins équiaxes, et ne

sont pas l'effet de structures lamellaires à plan sensiblement parallèle à la surface polie de l'échantillon.

Des expériences de dissolution superficielle, sur la platine du microscope, démontrent bien le rôle des contraintes latentes dans la formation de ces

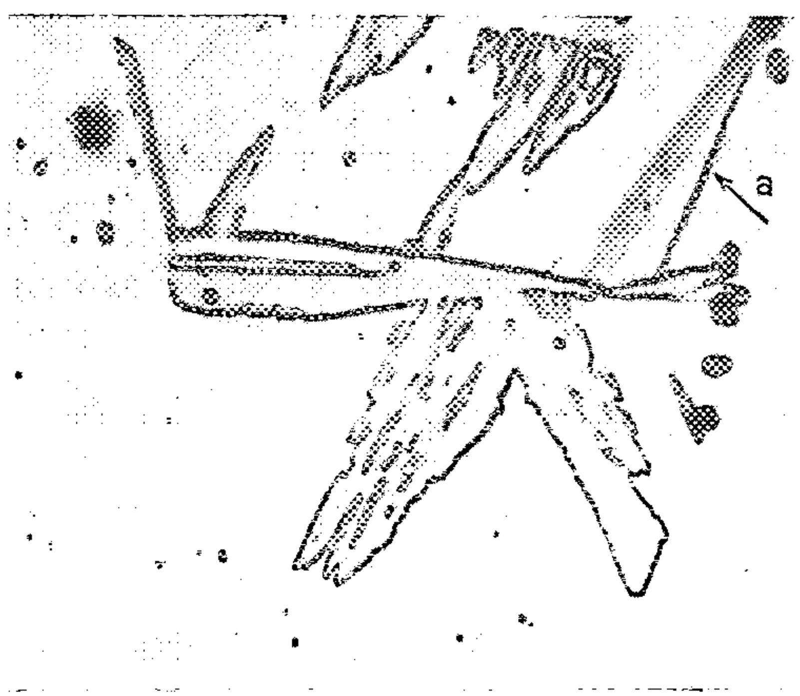


Fig. 1.

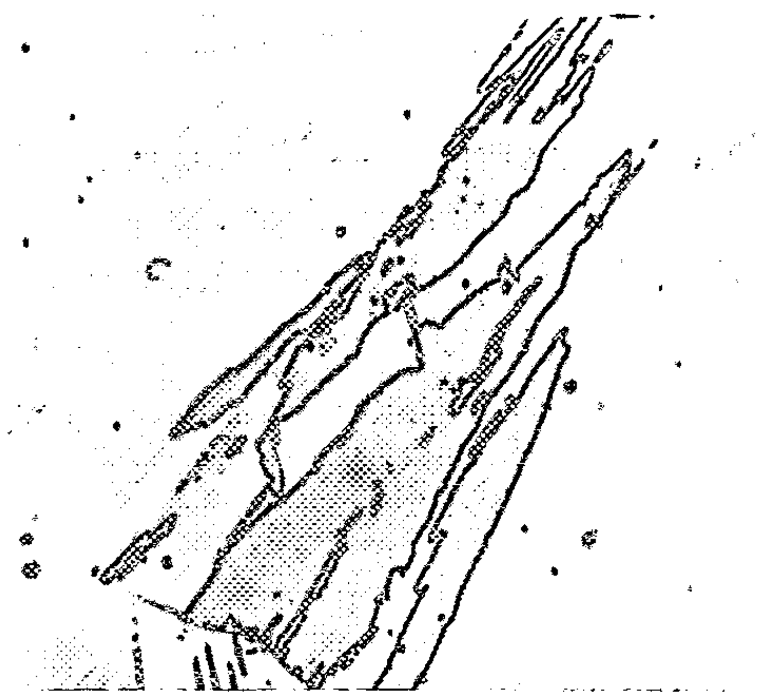


Fig. 2.

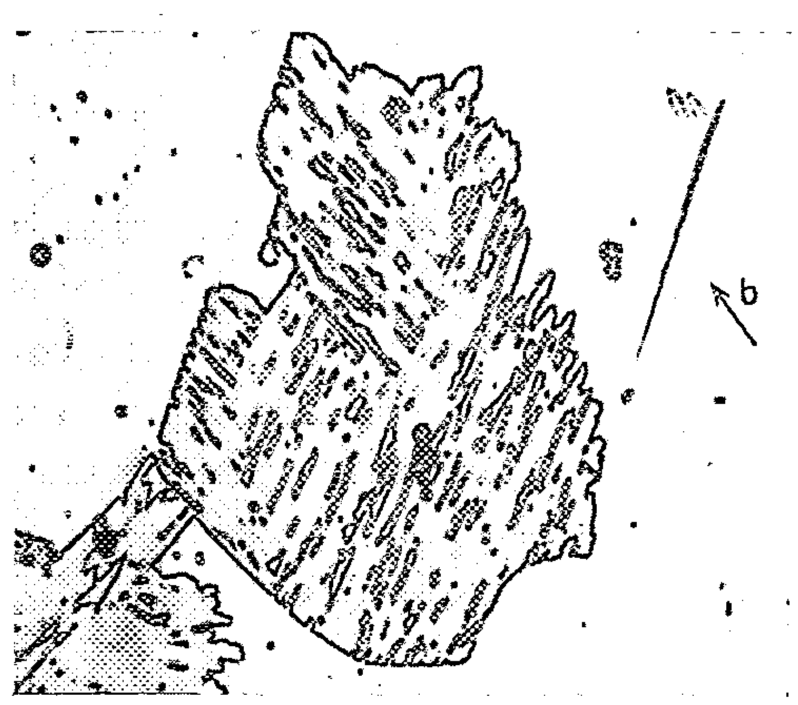


Fig. 3.

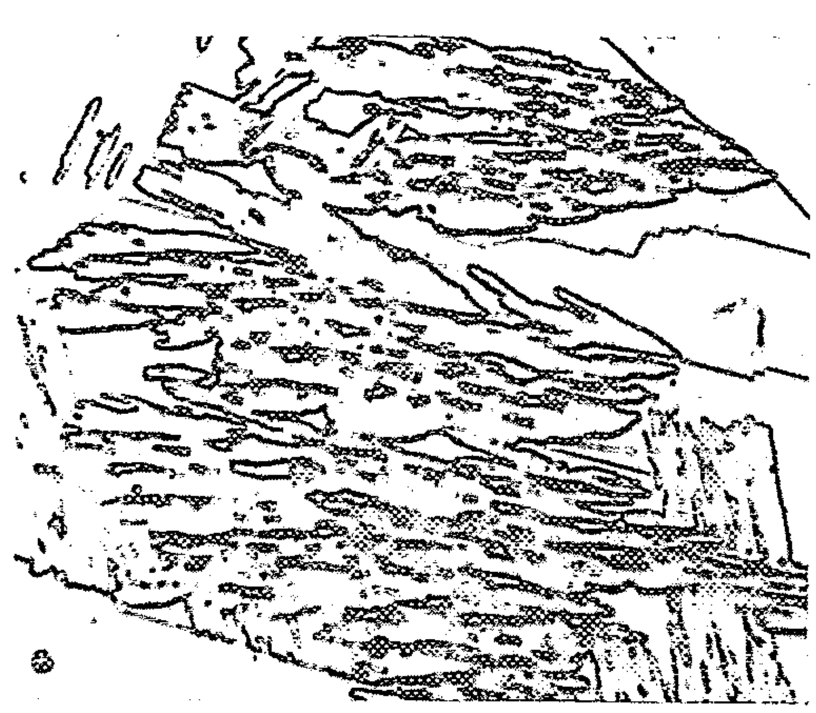


Fig. 4

Fig. 1. — Coexistence d'aiguilles et de plages pseudo-aiguillées ($\times$ 630).
Fig. 2. — Aspect complexe d'une aiguille après mise en évidence des joints. Existence de vides internes formés d'austénite ($\times$ 630).
Fig. 3. — Plages de phases α et γ imbriquées ($\times$ 630).
Fig. 4. — Structure d'une plage pseudo-aiguillée, à partir d'aiguilles élémentaires ($\times$ 630).

phases. L'apparition d'aiguilles nouvelles, au cours de la dissolution contrôlée, notamment pour un acier 18-8 renfermant une addition de lanthane, et l'absence de disparition des aiguilles préexistantes, prouvent qu'il y a réellement formation d'une phase, à température constante (18° C) sous l'effet de la modification de l'équilibre des contraintes latentes.

Les aiguilles ainsi produites, généralement assez grosses (*a*, *fig.* 1 et *b*, *fig.* 3), viennent compléter de façon cohérente les blocs pseudo-aiguillés, qu'on peut considérer comme autant d'amas de microaiguilles. Ces groupements d'aiguilles se différencient morphologiquement des amas du type « burst ».

2° *Son caractère non instantané de formation par dissolution superficielle.* — Il nous a été possible de reconnaître ce caractère au microscope d'abord, puis de le confirmer par enregistrement cinématographique. Une aiguille se forme en un temps mesurable pouvant atteindre la seconde; la vitesse de propagation longitudinale, beaucoup plus grande que celle de propagation transversale, a pu cependant être mesurée par cinématographie à la cadence de 32 images par seconde : les déterminations montrent que les vitesses de propagation longitudinales, mesurées sur diverses aiguilles, forment un spectre étendu, qu'elles peuvent descendre à 0,05 mm/s et, par suite, à des valeurs très inférieures à la vitesse de propagation des déformations élastiques dans l'acier.

Ces résultats semblent indiquer un processus de formation par cisaillement contrôlé par un phénomène auxiliaire qui pourrait être la diffusion d'un élément en insertion, comme le carbone ou l'azote présents, en faible quantité dans l'acier, et l'on serait ainsi conduit à parler de *bainite* au sens actuel du terme ([2]). Cependant, il convient de remarquer que, dans nos expériences, la température à laquelle nous avons constaté la formation de phase α par libération de contraintes (18° C) se trouve située près de la température de formation de la martensite thermique de nos aciers (— 20 à — 60° C environ), pour laquelle, théoriquement au moins, les réactions ont lieu sans diffusion.

Observations au sujet de la Note précédente;
par M. **Albert Portevin.**

A l'appui de la conclusion de la Note de MM. Paul Bastien et Gilbert Stora identifiant le constituant dénommé improprement « Martensite d'écrouissage » par certains auteurs, appellation qui tend à se répandre, avec le groupe des constituants bainites, on doit signaler la frappante ressemblance des micrographies (*fig.* 3 et 4) de cette Note avec celles que nous avions précisément choisies comme types mêmes des produits de décomposition de l'austénite par transformation intermédiaire ou bainitique Ar'' (*fig.* 7 et 8, p. 16 et 17 du complément à notre Notice Scientifique de 1942).

(*) Séance du 13 mai 1957.

([1]) P. Bastien et J. Dedieu, *Comptes rendus*, **233**, 1951, p. 49.

([2]) On peut remarquer que le constituant qui apparaît par déformation de l'austénite avait été désigné jadis par Portevin (voir *fig.* 18, p. 248, *Carnegie Scholarship Memoirs*, n° 1, 1909) sous le nom de troosto-sorbite, appellation périmée à laquelle correspond, dans la terminologie actuelle, celle de bainite inférieure.

PHYSICO-CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur l'obtention de dérivés cellulosiques amphotères.* Note de M. **Gilles Montegudet**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Par actions successives du chloracétate de sodium et de l'époxy-1-2 N-diéthylamino-3 propane sur la cellulose, il a été possible d'obtenir des polyampholytes dont le degré total de substitution dépasse une unité par motif celloglucane.

Devant la complexité de l'étude des protéines, macromolécules amphotères, certains chercheurs se sont préoccupés d'obtenir des polyampholytes artificiels, tels que les copolymères acide acrylique-vinylpyridine ([1]), ([2]). Leur structure connue, plus simple, permettrait de dégager les fondements du comportement physicochimique des corps naturels et, de là, d'en tirer des indications quant à leur structure.

Nous avons essayé d'obtenir de tels corps à partir d'un substrat cellulosique. En effet, un dérivé cellulosique bien connu est l'acide cellulose glycolique dont le sel de sodium est obtenu par action du chloracétate de sodium sur une alcali-cellulose; et d'autre part nous avons indiqué dans une Note précédente la préparation de dérivés aminés de la cellulose par action d'époxyamines également sur une alcali-cellulose ([3]), ([4]).

On pouvait donc penser obtenir un polyampholyte cellulosique en utilisant successivement ces deux réactions.

Or, ni l'action de cette époxyamine sur une carboxy-méthylcellulose industrielle, même en présence de soude, ni l'action du chloracétate de sodium sur une alcali-cellulose préalablement traitée par l'époxyamine précitée ne nous ont donné de résultats.

Par contre, des degrés de substitution totaux dépassant un par motif celloglucane ont pu être obtenus en faisant agir successivement le chloracétate de sodium et l'époxy-1.2 N-diéthylamino-3 propane sur une alcali-céllulose.

Les produits ont été lavés à l'alcool à 70-80° puis extraits au Soxhlet à l'alcool.

Les groupes acides ont été déterminés par calcination du sel de sodium et dosage du carbonate dans les cendres ([5]); les groupes aminés par la méthode de Kjeldahl.

Les degrés de substitution en groupements acides δ_a et basiques δ_b se déduisent des résultats des analyses précédentes par un calcul simple :

$$\delta_a = \frac{\nu_a}{1 - \mu_a \nu_a - \mu_b \nu_b}, \qquad \delta_b = \frac{\nu_b}{1 - \mu_a \nu_a - \mu_b \nu_b},$$

ν_a et ν_b étant les nombres de motifs substituants acides et basiques par gramme de produits obtenus, nombres que fournissent les analyses précédentes, μ_a, μ_b les masses des motifs substituants, acides et basiques.

La carboxyméthylation consommant de la soude, il est préférable d'utiliser une alcali-cellulose préparée à partir d'une solution de soude suffisamment concentrée : 30 % par exemple, de façon à obtenir une alcali-cellulose riche en soude.

Ainsi 15 g d'une telle alcali-cellulose et 10 ml d'une solution de chloracétate de sodium à 50 % environ sont laissés en contact 24 h à 25°. Le produit de cette première réaction est essoré à la presse jusqu'à un poids de 20 g; 10 g d'époxyamine sont alors réajoutés et le tout est chauffé 3 h 30 à 105°. Ce produit après lavage est légèrement jaune. Il correspond à des degrés de substitution de 0,36 groupe acide et 0,32 groupe aminé par motif cellglucane.

Dans un autre cas, 12 g de cette même alcali-cellulose et 15 ml de la solution de chloracétate de sodium sont laissés en contact 24 h à 25°; le produit est pressé à 18 g et porté 4 h à 105° en présence de 10 g de l'époxyamine. Ses degrés de substitution en groupements acides et basiques sont respectivement de 0,67 et 0,40.

Ces produits sont fibreux et de couleur jaune; ils gonflent fortement en milieu aqueux, spécialement en solutions acides ou basiques comme il est normal pour des polyampholytes. Dans le deuxième cas, il y a commencement de solubilisation.

Les courbes de titrage pH métriques de ces dérivés ne présentent qu'un seul point d'inflexion, aussi bien en présence d'eau distillée que de chlorure de potassium N. Un cas analogue avait été signalé par T. Alfrey [6] et ses collaborateurs pour le titrage dans l'eau distillée d'un copolymère acide méthacrylique-méthacrylate de diéthylaminoéthyle, dont les fonctions ionisables sont du même type que celles de nos dérivés.

(1) T. ALFREY Jr, H. MORAWETZ, E. B. FITZGERALD et R. N. FUOSS, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1864.

(2) G. VAN PAESECKEN et G. SMETS, *Bull. Soc. Chim. Belge*, 64, 1955, p. 173.

(3) G. CHAMPETIER, G. MONTEGUDET et J. PETIT, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1896.

(4) B. F. 1.130.231, 1956.

(5) A. PACAULT et M. BOUTHEMY, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 663.

(6) T. ALFREY Jr, R. N. FUOSS, H. MORAWETZ et H. PINNER, *J. Amer. Chem. Soc.*, 74, 1952, p. 438.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Étude cinétique de la réaction du formaldéhyde avec la méthyl-3 pentanedione-2.4 en milieu aqueux tamponné.* Note (*) de Mlle **Marguerite Diard** et M. **Paul Rumpf**, présentée par M. Marcel Delépine.

Dans des conditions où les équilibres entre dicétone, ion énolate et énol s'établissent instantanément, la réaction peut être suivie par spectrophotométrie de la diminution d'absorption de l'énol. Détermination des constantes de la relation d'Arrhenius pour le processus d'association bimoléculaire entre l'ion énolate et le formaldéhyde.

On sait que la β-hydroxycarbonylation, avec catalyse basique, fait intervenir une condensation de l'ion énolate de la molécule associante avec le composé carbonylé associable [1]. Nous nous sommes proposé d'étudier la cinétique d'une telle réaction dans des conditions où ce processus est déterminant.

La méthyl-3 pentanedione-2.4 peut exister en équilibre sous les trois formes suivantes :

$$\underset{\text{Dicétone.}}{CH_3-CO-CH(CH_3)-CO-CH_3} \underset{+H^+}{\overset{-H^+}{\rightleftharpoons}} \underset{\text{Ion énolate-carbéniate.}}{CH_3-\overset{\frown}{CO-C(CH_3)-CO}-CH_3}$$

$$\underset{-H^+}{\overset{+H^+}{\rightleftharpoons}} \underset{\text{Énol.}}{CH_3-C(OH)=C(CH_3)-CO-CH_3}$$

En milieu faiblement acide, le mélange énol + dicétone absorbe dans l'ultraviolet ($\lambda_{max} = 2\,900$ Å ; ε_{max} voisin de 400); son absorption est faible par rapport à celle de l'anion si celui-ci est en concentration notable.

On peut doser ce dernier par spectrophotométrie, l'absorption du cétol formé, dépourvu d'hydrogène mobile sur le carbone 3, étant nettement inférieure vers 2 900-3 050 Å et celle du formaldéhyde, pratiquement nulle.

Mais déjà à pH 9, la β-dicétone est suffisamment ionisée pour donner une réaction presque immédiate avec des concentrations en formaldéhyde de 2,5, 0,1 et même 0,01 mole/l. Il faut donc ralentir considérablement la réaction : les solutions trop diluées de l'aldéhyde étant très oxydables, on ne pouvait que diminuer la concentration de l'ion énolate par abaissement du pH. Mais dans ces conditions, c'est l'absorption de l'ion énolate qui devient négligeable devant celle de l'énol. Nous avons alors pensé utiliser une méthode indirecte. Si l'équilibre *dicétone-ion énolate-énol est atteint très rapidement*, la diminution de concentration de l'ion énolate doit pouvoir être suivie par l'intermédiaire de celle de l'énol. Nous avons été encouragés à tenter cet essai par la simplicité et la rapidité de la méthode expérimentale.

La méthylpentanedione a toujours été diluée dans le tampon à une concentration de 10^{-3} mole/l, puis placée dans le thermostat. Après 15 à 30 mn d'attente, l'équilibre thermique est atteint et on ajoute rapidement un excès de solution de formaldéhyde (méthode d'isolement). Les mesures de densité optique ont été faites au maximum d'absorption de l'énol et à la température du thermostat, la première après 1 à 1 mn 30, les suivantes pouvant se succéder toutes les 30 s ou même toutes les 15 s si nécessaire. L'absorption finale, quelle que soit la quantité de formaldéhyde introduite, est celle du cétol ($\varepsilon_{2900\,\text{Å}} = 85\text{-}90$), valeur tout à fait comparable à celle de la diméthyl-3.3 pentanedione-2.4 qui, elle aussi, ne possède plus d'hydrogène mobile en position 3.

En appelant D_0, D_t et D_∞ les densités optiques initiale, à l'instant t et en fin de réaction, nous avons porté sur un graphique, en fonction du temps, $\log_e[(D_t - D_\infty)/(D_0 - D_\infty)]$ qui représente le $\log_e$ du rapport des concentrations au temps t et à l'instant initial, de l'énol et par conséquent de la dicétone sous toutes ses formes en équilibre.

Nous avons obtenu une droite : la réaction est donc d'ordre 1 par rapport à la dicétone. Cependant, nous avons toujours observé une chute initiale de la densité optique beaucoup trop rapide; cette anomalie s'accentue quand la réaction est accélérée par augmentation de la concentration en formaldéhyde; elle semble s'accentuer également lorsqu'on introduit une solution de formaldéhyde plus concentrée, la concentration finale n'étant pas modifiée. Il semble bien que ce soit dû aux polymères solubles de l'aldéhyde dont la formation réversible a été étudiée par M. Wadano [2]. Dans la solution réactionnelle diluée, il y aurait dépolymérisation rapide et l'anomalie cesserait : après 1 ou 2 mn, les points se placent très régulièrement sur une droite dont la pente permet de calculer la constante k_1 du premier ordre pour un pH et une concentration en formaldéhyde donnés. En faisant ensuite varier cette dernière sans changer le pH, on observe des pentes sensiblement proportionnelles. Aux trop grandes vitesses la pente est nettement moins forte que prévue. Nous avons ensuite fait varier le pH et, compte tenu des erreurs inévitables sur cet exposant, nous avons observé avec une assez bonne précision la proportionnalité entre la vitesse et $[HO^-]$ connue à 1/10 près. Ces résultats correspondent au mécanisme proposé par M. J. S. Dewar [3] (théorie de l'état stationnaire) dans le cas particulier où la réaction de recul d'ionisation est très rapide par rapport à la cétolisation.

On a alors

$$\frac{d[\text{cétol}]}{dt} = k_2\,[\text{énolate}]\,[\text{formaldéhyde}],$$

k_2 étant la constante de vitesse de la réaction bimoléculaire entre l'ion

énolate et le formaldéhyde. Conformément à cette théorie, la relation cesse d'être applicable si l'addition d'un excès de formaldéhyde rend la réaction trop rapide.

En diluant dans le tampon la dicétone pure, très riche en énol, nous avons vérifié expérimentalement que l'équilibre d'énolisation s'établissait rapidement.

Pour le calcul de k_2, il était nécessaire de connaître à la température de l'expérience la concentration de l'ion énolate dans chaque tampon utilisé et par conséquent, de connaître la valeur du pK de la dicétone. Ces mesures d'acidité ont été effectuées de 18 à 50° à l'aide d'une électrode en verre étalonnée à chaque température. Les valeurs reportées dans le tableau ci-dessous indiquent une variation linéaire et rapide du pK en fonction de 1/T. Cette linéarité a permis d'extrapoler jusqu'à 60°, les mesures de vitesse ayant été effectuées entre 21 et 60°, dans un tampon à base de phosphates ayant un pH 5,86 indépendant de la température.

A partir de 50° la réaction devient réversible et il en a été tenu compte pour le calcul de k_1.

pH = 5,86.

t (°C).	pK.	k_2 (l.mol^{-1} s^{-1}).	$\log_{10} k_2$.
21	10,91	238	2,376
30,5	10,77	391	2,592
40	10,64	678	2,831
50	10,51	1 165	3,066
59,75	10,39	1 809	3,257

Si l'on porte sur un graphique $\log_{10} k_2$ en fonction de $10^3/T$, les points se répartissent au voisinage immédiat d'une droite dont la pente correspond à une énergie d'activation de 10,2 kcal, avec une erreur qui ne dépasse certainement pas 0,2 kcal; l'extrapolation à température infinie donne

$$\log_{10} PZ = 9,95 \pm 0,15.$$

Étant donné la valeur relativement faible qui semble bien devoir être admise pour la chaleur de déshydratation du formaldéhyde [8,6 kcal d'après ([4])], les résultats de ce travail préliminaire ne permettent pas de dire si cette chaleur de déshydratation constitue ou non une part de l'énergie d'activation déterminée expérimentalement, en d'autres termes, si c'est la forme anhydre ou la forme hydratée qui intervient directement dans la réaction considérée.

(*) Séance du 13 mai 1957.

([1]) H. GAULT, *Comptes rendus*, 222, 1946, p. 396; H. GAULT et P. RUMPF, *ibid.*, p. 499.

([2]) M. WADANO, C. TROGUS et K. HESS, *Ber*, 67, 1934. p. 174-197.

([3]) *The electronic theory of organic chemistry*, Oxford, 1949, p. 21-23.

([4]) CL. BLOCH, Doctorat d'État, Paris, 29 mai 1954.

MINÉRALOGIE. — *Sur la synthèse de la vanadinite.*
Note de M. **Georges Durand**, présentée par M. Charles Mauguin.

La synthèse de la vanadinite a été réalisée *à la température ambiante* par action d'une solution aqueuse d'acides humiques et de vanadate d'ammonium sur une montmorillonite ayant fixé du chlorure de plomb.

Dans une précédente Note nous avons montré le rôle joué par la montmorillonite dans la genèse de la vanadinite.

Compte tenu de nos premières observations nous avons réalisé, au laboratoire, la synthèse de ce minerai, en utilisant une montmorillonite ayant fixé du chlorure de plomb, ce qui entraînait l'obligation de préparer celle-ci.

Préparation d'une montmorillonite Cl_2Pb. — Une montmorillonite (saturée d'ions Na^+) est agitée avec une solution aqueuse de nitrate de plomb à 10 %; nous avons obtenu ainsi une montmorillonite saturée d'ions Pb^{+++} à raison de 85 méquiv pour 100 g.

Cette dernière a été ensuite traitée par une solution aqueuse de ClNa. La montmorillonite fixe dans ces conditions l'anion Cl et absorbe le chlorure de plomb ainsi formé.

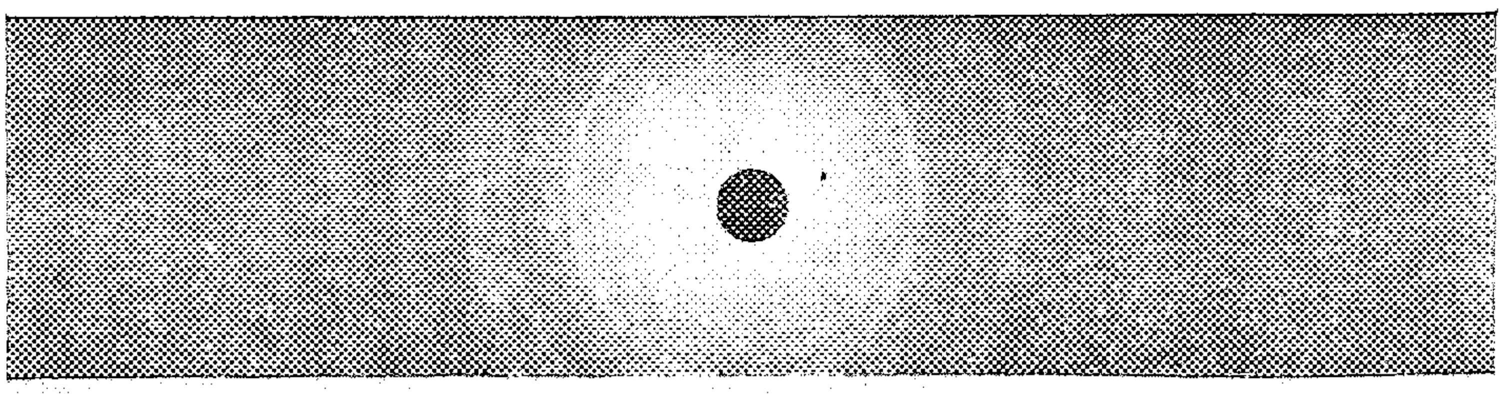
Le complexe obtenu est insoluble dans l'eau bouillante et il faut le détruire complètement pour mettre en évidence Cl_2Pb. Le diagramme X montre un écartement $d_{001}=12,6$ Å constant quel que soit le degré d'hydratation. Le résultat obtenu est donc semblable à celui mis en évidence par J. P. Bloch [2] pour la « montmorillonite-ClAg »; la quantité de chlorure de plomb fixé est cependant inférieure à celle de chlorure d'argent : l'analyse fait apparaître 33 méquiv de plomb fixé et seulement 10 méquiv de chlore, pour 100 g d'argile.

Synthèse proprement dite. — Nous avons mis en suspension aqueuse de la terre prélevée dans la couche humique située au-dessus du filon d'Hérival. Après filtration nous avons ajouté dans le liquide un peu de métavanadate d'ammonium; le mélange se colore en jaune. Nous ajoutons ensuite quelques grammes de « montmorillonite-Cl_2Pb ». Il se forme lentement un précipité cristallin de vanadinite. Nous compensons ultérieurement la disparition du plomb dans la montmorillonite par addition d'une solution aqueuse de Cl_2Pb, et la précipitation de la vanadinite continue lentement.

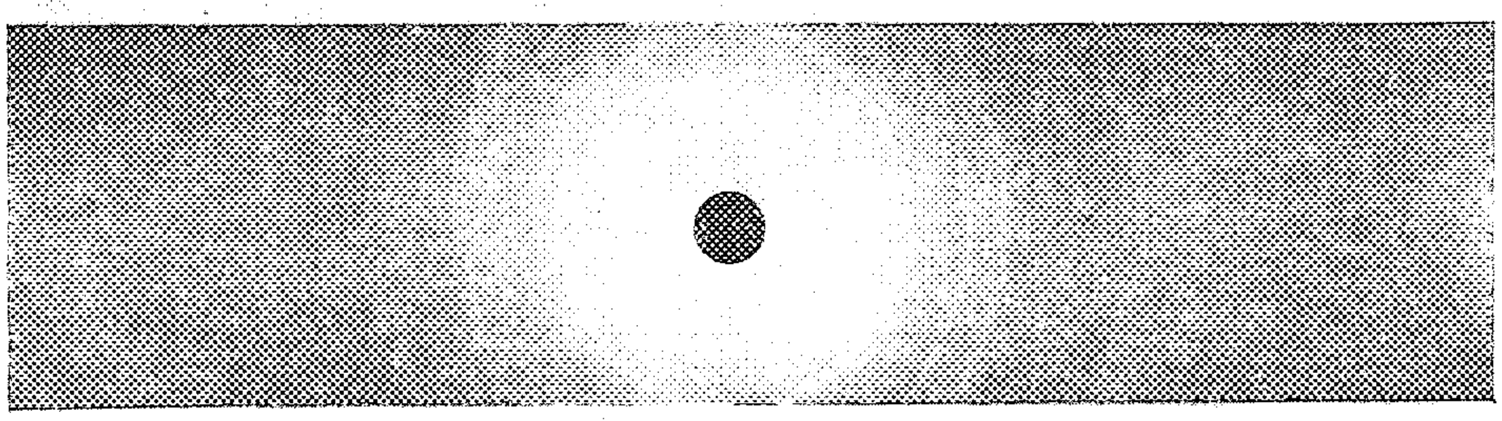
La montmorillonite joue donc bien le rôle de catalyseur. Pour le prouver, nous avons essayé de faire réagir directement le mélange acides

humiques + vanadates sur une solution de chlorure de plomb; on obtient alors un précipité d'orthovanadate de plomb [3] et non de vanadinite.

Nous avons en outre vérifié la nécessité de la présence de matières humiques en faisant réagir directement de la « montmorillonite-Cl_2Pb » sur une solution aqueuse de vanadate d'ammonium sans matières humiques. Il ne se forme aucun précipité.



VANADINITE DU DJEBEL MAHSEUR



VANADINITE DE SYNTHESE

Identification du minerai de synthèse. — Nous avons identifié la vanadinite synthétique par son diagramme aux rayons X. Nos cristaux sont en effet trop petits pour être étudiés directement au microscope, ils ont cependant des dimensions suffisantes pour que les diagrammes soient continus. On peut voir ci-dessous que les diagrammes de vanadinite de synthèse et de vanadinite naturelle [échantillon communiqué par le laboratoire de Minéralogie du Muséum [1]] sont identiques.

La synthèse de la vanadinite a donc été réalisée *à la température ambiante* par action d'une solution aqueuse d'acides humiques et de vanadate d'ammonium sur une montmorillonite ayant fixé du chlorure de plomb. Les conditions de formation de la vanadinite du gîte d'Hérival, que nous étudions, ont ainsi été reproduites.

(1) L. Longchambon, J. M. Bloch et G. Durand, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1799.

(2) *Thèse Sciences physiques*, Nancy, 1950.

(3) H. Guiter, *Thèse Sciences physiques*, Montpellier, 1939.

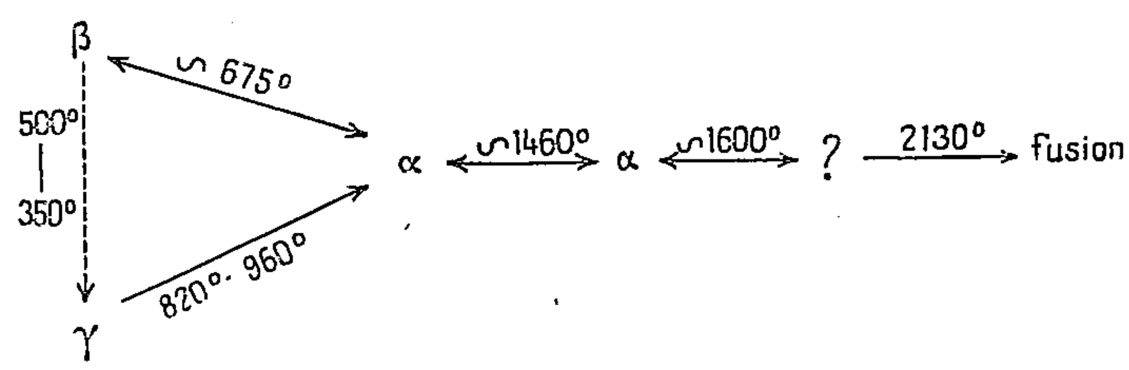
CRISTALLOGRAPHIE. — *Sur le polymorphisme du silicate bicalcique.* Note (*) de MM. ANDRÉ GUINIER et NICOLAS YANNAQUIS, présentée par M. Charles Mauguin.

On met en évidence l'influence des écarts à la composition stœchiométrique et de la taille des grains cristallins sur la stabilité relative des phases β et γ.

Ou connaît au moins quatre formes du silicate bicalcique dont deux β et γ, existent à la température ordinaire. Le schéma suivant résume les transformations de phase ([1]).

On constate que, suivant les traitements thermiques, on obtient à froid l'une, l'autre ou le mélange des formes β ou γ. Nous avons cherché à élucider les raisons qui déterminent la nature des phases obtenues.

Un facteur qui a été souvent invoqué est la pureté du produit.



La phase γ serait la forme stable à froid et la phase β n'existerait que si elle est stabilisée par des impuretés dissoutes dans le silicate, par exemple des oxydes (B_2O_3, CrO_3, Na_2O, etc.). Si le rôle de certaines impuretés dans la stabilisation de la phase β est incontestable, il est néanmoins possible d'obtenir cette seule phase par réaction à 1200°C de SiO_2 sur CaO, la synthèse étant effectuée avec des produits aussi purs que possible. D'autre part, nous n'avons pas décelé, par analyse, des différences systématiques entre les teneurs en impuretés des produits β et γ. E. Thilo et H. Funk ([1]), ont montré l'influence de quantités très faibles de sodium. Mais cet effet ne rend pas compte de l'expérience suivante : on chauffe jusqu'à 1500°C, dans deux creusets de platine couverts, deux échantillons identiques de silicate β. On les refroidit et l'on constate que l'un des creusets contient du silicate γ pur. Sans ouvrir le second creuset, on le réchauffe pendant 15 h à 1100°C; après refroidissement on trouve un mélange β + γ. Si la formation du γ dans la première expérience avait eu comme cause l'élimination des traces de sodium par le chauffage au-delà de 1400°C, on ne voit pas d'où serait venue l'impureté qui dans la seconde expérience stabilise la phase β.

Il est donc nécessaire de chercher d'autres facteurs que les impuretés pour expliquer le comportement du silicate bicalcique. Nous en avons trouvé deux.

1° *Les écarts à la composition stœchiométrique.* — Il est facile de provoquer la dissolution de petites quantités de silice, jusqu'à 1,5 % environ, en chauffant à 1500° C pendant quelques minutes un mélange $SiO_2 — CaCO_3$ en proportions convenables et laissant refroidir à vitesse modérée. La dissolution de la chaux jusqu'à concurrence de 10 % [1] est obtenue par le même traitement. Dans les deux cas, le produit est constitué par la phase γ pure. Mais les stabilités des deux échantillons sont très différentes. Chauffé pendant une heure à une température supérieure à celle de la transition $\gamma \rightarrow \alpha'$, par exemple à 1100° C, le composé à excès de silice se présente sous la forme γ avec une très faible proportion de β alors que le composé à excès de chaux, même léger (0,5 %), est constitué par la phase β presque pure.

Cependant ces résultats, s'ils démontrent l'importance du facteur stœchiométrique dans la stabilisation de la forme β ou de la forme γ, n'expliquent pas les variations de comportement du même échantillon soumis à différents traitements thermiques.

2° *La taille du grain cristallin.* — Nous avons constaté que la phase β est toujours en grains très fins (raies Debye-Scherrer continues) et que la phase γ est toujours en cristaux assez gros pour donner des diagrammes Debye-Scherrer à raies ponctuées. Nous avons suivi les transformations par diagrammes de rayons X à haute température.

Quand on chauffe un silicate β à 1100° C, il se transforme en phase α à 675-700° C; β étant nécessairement en grains fins, α' est aussi cristallisé en grains fins. Au refroidissement, la transformation inverse se produit à peu près à la même température; la phase β se reforme en grains fins et elle est stable jusqu'à la température ordinaire.

Partant du même produit, on le chauffe jusqu'à 1500° C, c'est-à-dire de façon à transformer α' en α; au refroidissement, α' se forme vers 1460° C et à cette température élevée, des gros grains de α' se développent, puis α' se transforme comme dans la première expérience en β à 675° C. Mais β est en gros grains et ces gros grains ne sont pas stables : quand on les refroidit, ils donnent vers 500° C la phase γ pure. Il n'y a jamais transformation directe de α' en γ. Cette phase se forme à partir de β quand il est instable.

Les expériences précédentes suggèrent que cette stabilité dépend de la taille des grains. Pour un grain de l'ordre du micron, γ ne se forme pas, tandis que pour les grains supérieurs à $\simeq 30\ \mu$ la transformation en γ est intégrale.

Pour vérifier cet effet, en l'isolant des autres facteurs, nous sommes parti d'un produit γ. D'une part nous avons trié les plus gros grains par tamisage ($> 40\ \mu$); d'autre part, dans un microbroyeur très propre nous avons réduit la taille moyenne des grains. Les deux produits chauffés à 1100° C dans des conditions identiques donnent, le premier 95 % de γ, le second 50 % seulement.

Une autre expérience de vérification est la suivante : on porte un échantillon de silicate γ à 1 500° C, c'est-à-dire dans le domaine de la stabilité de la forme α; on trempe aussi brutalement que possible : le produit contient 90 % de phase β. Les cristaux α' formés à partir de α n'ont pas eu le temps de croître et ils ont donné naissance à des cristaux β fins, donc stables. Cet effet s'explique si l'on admet que la transformation $\beta \rightarrow \gamma$ se fait par germination et croissance, la probabilité de germination étant faible et la vitesse de croissance étant grande. Un grain β formé à partir de α' vers 675° C est transformé entièrement en γ pendant le refroidissement à la température ambiante, s'il s'y trouve au moins un germe de γ. Si nous admettons une probabilité de germination par unité de volume, indépendante du volume des grains, les très petits cristaux n'ont que peu de chance de contenir ce germe tandis que les gros grains en contiendront tous au moins un. Ceux-ci seront donc tous transformés en γ alors que la transformation ne peut se produire que dans une très faible proportion de petits grains β. Ainsi la phase β, finement cristalisée, apparaît stable.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) E. THILO et H. FUNK, *Z. anorg. allg. Chem.*, 273, 1953, p. 28; M. A. BREDIG, *J. Amer. Cer. Soc.*, 33, 1950, p. 189; H. SAALFELD, *Ber. Deutsch. Ker. Ges.*, 30, 1953, p. 185.

GÉOLOGIE. — *Observations géologiques sur le batholite de granite de Pouzauges (Vendée).* Note de MM. GILBERT MATHIEU et ABEL BRILLANCEAU, présentée par M. Pierre Pruvost.

1. L'étude du batholite de granite de Pouzauges et de son métamorphisme de contact a permis de relever quelques observations nouvelles au sujet de la série encaissante, formée de quartzites et phyllades rapportés à l'Infracambrien. La cartographie détaillée de ce batholite a conduit à en modifier sensiblement les contours en certains points. Il est apparu notamment que l'Infracambrien avec schiste graphitique forme un angle rentrant important dans la partie Nord de Menomblet à Saint-Marsault et la Forêt-sur-Sèvre. Inversement, à l'Ouest de Saint-Michel-Mont-Mercure, le granite de Pouzauges s'avance à l'Ouest sur 2 km de plus que l'indique la deuxième édition de la carte géologique.

A l'Est de la Forêt-sur-Sèvre la couverture végétale importante ne permet pas de préciser si cette bande de schiste Menomblet-Saint-Marsault coupe le batholite en deux tronçons, quoique de part et d'autre on constate des variations pétrographiques importantes. Au Nord-Ouest le granite est à biotite avec quelques zones où l'on trouve un peu de hornblende (ancien captage de Pouzauges au bois de la Folie), tandis qu'au Sud-Est,

il est toujours à amphibole et parfois même syénitique; enfin, à Saint-Jouin-de-Milly, il passe à une diorite quartzique typique. D'autre part, une autre particularité dans la nature des enclaves permet la même séparation en deux régions. Autour de Pouzauges et Saint-Michel-Mont-Mercure les enclaves, très nombreuses et de grandes dimensions, sont des schistes briovériens peu métamorphiques. On n'en retrouve aucune de cette nature dans la partie Sud-Est du massif où les enclaves, toujours petites, sont essentiellement constituées de biotite et hornblende très bien cristallisées.

Ces deux remarques laissent penser que la région de Pouzauges serait coupée par l'érosion actuelle près du toit du batholite, tandis que la région Sud (Moncoutant-Parthenay-le-Vieux) est plus profonde.

2. L'observation des pendages dans la région de Menomblet montre le passage d'un anticlinal et d'un synclinal orientés Nord-Sud. Des routes récemment aménagées ont permis de relever des pendages Est et Ouest très accentués et le plus souvent sub-verticaux. Autour de Saint-Marsault (carrières de Puy-Quentin et de Boisleau), les pendages deviennent nettement Sud-Est, formant le flanc Sud d'un autre anticlinal allongé Ouest Sud-Ouest-Est-Nord-Est, suivant la bissectrice de l'angle rentrant de Briovérien au milieu du granite.

La présence de ces anticlinaux et synclinaux successifs Nord-Sud et Ouest-Sud-Ouest-Est-Nord-Est, dans des schistes peu métamorphiques de l'Infracambrien montre que les directions de plissements classiques du Léon et des Cornouailles ne sont pas les seules à être en cause dans la tectonique de détail du Bocage vendéen [des faits analogues nous sont aussi connus dans le Briovérien des Mauges, entre Beaupréau et Chemillé (Maine-et-Loire)].

3. En ce qui concerne la disposition des apophyses et golfes de ce granite, vraisemblablement carbonifères, elle s'explique par les directions du Léon et des Cornouailles.

A l'Ouest de la bande granulitique des Deux-Sèvres (prolongement de l'anticlinorium des Cornouailles), il y a, en plus du granite de Pouzauges-Moncoutant-Parthenay-le-Vieux, le petit massif circulaire de la granulite de Neuvy-Bouin levé par F. Wallerant [1]. En réalité il existe seulement une mince bande de granulite à tourmaline au Nord de Clessé et le reste du Massif de Neuvy-Bouin est un granite porphyroïde à biotite (très beaux affleurements dans les gorges de la Sèvre nantaise au Nord de l'Absie).

L'ensemble de la masse granitique de Pouzauges-Neuvy-Bouin présente alors deux indentations parallèles en direction du Léon : celle de Menomblet-la-Forêt-sur-Sèvre (déjà décrite) et celle de Breuil-Bernard-Pugny, séparant trois coupoles granitiques, s'épanouissant à l'Ouest. Ces renflements granitiques sont ceux de Vernoux-en-Gâtine, Saint-Pierre-du-Chemin, Saint-Michel-Mont-Mercure. L'étroit couloir de schiste de Saint-Mars-la-

Réorthe, entre le plateau granulitique des Herbiers et le batholite de Pouzauges, s'étend parallèlement aux indentations schisteuses précitées.

Ainsi l'allongement général du batholite de Pouzauges-Parthenay-le-Vieux s'effectuant bien suivant la direction sud-armoricaine, on doit remarquer que ce granite émet périodiquement des lobes arrondis vers l'Ouest. Ch. Barrois [2] a justement signalé le curieux dispositif des batholites bretons avec « les lobes pennés des massifs granitiques... en coupoles tournées vers le soleil levant ». En Vendée, le batholite de Pouzauges fait exceptionnellement le contraire; effilé en poire vers Parthenay-le-Vieux, il s'épanouit en lobes successifs vers la fosse de Chantonnay où la compression plus faible conservait localement du Silurien.

La différenciation d'un granite à amphibole de Moncoutant à Parthenay s'explique facilement en faisant état de deux arguments : 1° en raison du style tectonique beaucoup plus vertical en Gâtine que dans le Bocage vendéen; ainsi, la région à amphibole correspond à une partie plus profonde du massif; 2° cette région coïncide aussi avec le passage de la bande basique du Briovérien inférieur [3].

(1) *Carte géol. France* 180 000e, Bressuire, n° 131 (1re éd.), 1899.

(2) *Livre Jubilaire* (*Soc. Géol. Fr.*), 1930, p. 95.

(3) G. Mathieu, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 635.

(*Laboratoire de Géologie, Faculté des Sciences, Poitiers.*)

GÉOLOGIE. — *Bombes volcaniques intraformationnelles dans les pépérites de la Montagne d'Andance* (*Massif du Coiron, Ardèche*). Note de MM. **Pierre Grangeon** et **Robert Michel**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La montagne d'Andance, située à une dizaine de kilomètres au Sud-Est de Privas, se dresse au-dessus des marnes de la plaine de Chomérac. Au-dessous d'une table sommitale de basalte, probablement d'âge pliocène, cette colline comporte des formations volcaniques remblayant une ancienne vallée entaillée dans les marnes valanginiennes : à l'Est, une coulée de basalte ayant barré l'ancienne vallée sur une centaine de mètres d'épaisseur et ayant créé à l'amont un lac où se déposèrent des diatomites; à l'Ouest, une puissante accumulation de pépérites à ciment diatomitique, déjà signalées par l'un de nous [1].

Les observations pétrographiques montrent que ces pépérites résultent de l'intrusion et de l'émiettement d'une lave basaltique (basanitoïde) dans les vases à diatomées qui ont comblé, au Miocène supérieur, le lac de barrage volcanique.

Pour plus de détails nous renvoyons à une étude géologique et pétrographique que nous publierons prochainement sur ce gisement pépéritique ([2]), et nous nous bornerons à signaler ici un phénomène qui n'a pas encore été observé dans les formations pépéritiques d'Auvergne ([3]) ou d'Annam ([4]). Il s'agit de l'existence de véritables bombes volcaniques, récemment découvertes par l'un de nous (P. G.) sur le versant Sud-Ouest de la montagne d'Andance, à la base de la formation pépéritique et probablement non loin du centre d'émission volcanique sous-lacustre.

Ces objets sont en moyenne de la grosseur du poing. Tous présentent la structure de beaucoup de bombes volcaniques : ils sont en effet constitués par un noyau plus ou moins globuleux de roche sédimentaire ou cristalline, moulé par une enveloppe de lave vitreuse non scoriacée. Cependant leurs contours, grossièrement ovoïdes et reflétant la forme du noyau central, restent très irréguliers et ne présentent jamais l'allure si caractéristique des bombes stromboliennes dites « en fuseau »; de même, leur surface, lisse et non anguleuse, ne comporte jamais les craquelures typiques des bombes vulcaniennes dites « en croûte de pain ».

Les enclaves constituant la partie centrale de ces bombes ont été très nettement modifiées par l'élévation de température subie au contact de la lave en profondeur : les marnes (valanginiennes ?) ont été cuites et transformées en brique naturelle ou « porcelanite », de teinte blanc-rosé, ne faisant plus effervescence à l'acide chlorhydrique dilué; les enclaves cristallines, parmi lesquelles on reconnaît aisément des gneiss et des microgranulites, sont pulvérulentes au toucher, leurs feldspaths ayant été plus ou moins kaolinisés et leur quartz fendillé; le mica noir des gneiss est parfois chloritisé avec formation d'une bordure d'hématite, mais il est le plus souvent fondu en un verre brun jaune. Des transformations tout à fait analogues ont été décrites naguère par A. Lacroix ([5]) sur les enclaves acides des projections basaltiques du volcan de la Denise, près Le Puy.

La lave qui entoure ces noyaux forme une enveloppe dont l'épaisseur est comprise entre 0,5 et 3 cm; sombre et vitreuse sur la cassure fraîche, cette lave présente parfois une patine blanchâtre provenant sans doute de l'incorporation en surface de particules diatomitiques, plus ou moins recristallisées en opale. De gros phénocristaux d'augite, peu corrodés par le verre basaltique, sont les seuls éléments cristallins visibles.

En ce qui concerne l'origine des noyaux de ces bombes, on doit éliminer l'hypothèse de galets alluviaux remaniés et moulés par la lave, lors de l'éruption sous-lacustre; on ne trouve, en effet, ces bombes qu'à plusieurs centaines de mètres du thalweg de la vallée fossile, thalweg dans lequel on n'observe d'ailleurs pas de trace de dépôts alluviaux. Force est donc d'admettre qu'il s'agit bien d'enclaves arrachées en profondeur au socle

sédimentaire et cristallin de la colline; cette manière de voir s'accorde parfaitement avec les modifications structurales et minéralogiques observées sur ces enclaves. D'un autre côté, il est impossible de penser que ces enclaves enrobées de lave ont été projetées dans l'espace pour retomber et s'enfouir ensuite dans les vases diatomitiques; dans ce cas, en effet, on les rencontrerait surtout dans la partie supérieure de la formation et non pas exclusivement à la base; de plus ces bombes auraient certainement acquis, dans de telles conditions, une forme classique en fuseau. Au contraire, leur mode de gisement et leur aspect informe permettent de conclure qu'elles n'ont été projetées qu'à faible distance du centre d'émission, au sein même des vases à diatomées en voie de pépéritisation, leur trajectoire ayant été ainsi rapidement freinée et arrêtée.

Il ne s'agit donc pas de projections volcaniques aériennes, comme pour les autres bombes volcaniques, mais bien de bombes formées *in situ* au cours de l'éruption sous-lacustre. C'est pour préciser ce caractère particulier de leur formation, que nous proposons le terme de bombes volcaniques *intraformationnelles*.

D'une façon plus générale, ces observations démontrent l'existence d'un centre volcanique explosif sous l'emplacement du gisement pépéritique; elles viennent donc apporter un argument supplémentaire en faveur du mode de formation des pépérites par intrusion et pulvérisation d'une lave fluide dans des sédiments encore plastiques, que l'un des auteurs a antérieurement exposé ([3]).

(1) P. Grangeon, *Thèse Sc.*, Clermont, 1956.
(2) In : *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 6e série, 7, 1957.
(3) R. Michel, *Mém. Soc. Hist. nat. Auvergne*, 5, 1953.
(4) A. Lacroix et F. Blondel, *Comptes rendus*, 184, 1927, p. 1145.
(5) *Bull. Serv. Carte Géol. Fr.*, 2, n° 11, p. 25-56.

(*Laboratoire de Géologie, Faculté des Sciences, Grenoble.*)

GÉOLOGIE. — *Les grès à Sabals de Noirmoutier (Vendée) reposent sur une formation ligniteuse datant du début du Tertiaire.* Note de Mlle **Suzanne Durand**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les grès à Sabals de Noirmoutier reposent sur un dépôt ligniteux riche en Dinoflagellés et Hystrichosphæridés. L'analyse pollinique permet de dater du début de l'ère tertiaire l'extension du marécage littoral dans lequel la formation végétale s'est accumulée.

Les grès tertiaires désignés dans l'Ouest de la France sous le nom de « Grès à Sabals », à cause de la flore qu'ils n'ont livrée d'ailleurs qu'en des points éloignés les uns des autres, résultent de la silicification de

graviers et sables accumulés à une époque qui n'a pu être précisée que dans les rares localités (Fyé, Sarthe) où il a été possible de reconnaître les limites supérieure et inférieure du dépôt. Ces grès, généralement épars en blocs isolés à la surface des vieilles plate-formes, ont, à Noirmoutier, un développement exceptionnel. La formation superficiellement démantelée constitue le sous-sol du Bois de la Chaise, au Nord-Est de la ville. Dans la falaise, au Nord de l'estacade (grotte des Dames), le passage du grès « en place » aux sables sous-jacents demeurés meubles est visible actuellement sur une longueur d'une dizaine de mètres. Ces sables grossiers, à stratification entrecroisée, reposent sur des sables fins de couleur chamois, marbrés de rouge et de brun. A 200 m plus au Nord, immédiatement avant « l'Anse rouge », j'ai retrouvé la même superposition des deux niveaux sableux au-dessus d'une zone argileuse jaune, de plus en plus striée de gris vers la base, qui repose à son tour sur une couche très noire épaisse de 60 cm, sous laquelle apparaissent de nouveau des sables bien lavés, de grain moyen, visibles sur 10 cm au pied de la falaise.

La zone noire a été décrite par M. Peneau (1) comme une tourbe flandrienne et par M. Wang Nai Liang (2) comme un dépôt terrigène, antérieur à la transgression pliocène dont les galets ravinent les sables chamois, au fond de l'Anse rouge.

Ce dépôt ne présente pas les caractères d'une tourbe : il est constitué par des lits de quelques millimètres d'épaisseur essentiellement formés par l'accumulation de débris végétaux lignifiés, séparés par des couches plus claires, plus sableuses, riches en micas. L'abondance de la pyrite me fait penser que cette zone correspond aux « argiles à noyaux pyriteux et à lignites » signalées par Ferronnière (3) sous les grès démantelés de l'îlot voisin du Cob et considérées par lui comme cénomaniennes.

La mise en évidence des relations du dépôt noir avec les sables à stratification entrecroisée, localement silicifiés, est d'autant plus intéressante que les couches ligniteuses renferment une abondante série de microorganismes apportant des données nouvelles aux problèmes de l'âge des formations supérieures azoïques et des conditions paléogéographiques à l'époque de leur dépôt.

Les spores et les grains de pollen, comparés aux formes reconnues principalement dans les lignites allemands (Thomson et Pflug) (4), se répartissent ainsi :

1° Quelques espèces répandues dans tout le Tertiaire, au moins jusqu'au Pliocène : *Lævigatisporites pseudomaximus* Pf. et Th., *Triatriopollenites coryphæus*, subsp. *microcoryphæus* (R. Pot.) Th. et Pf., *Tricolpopollenites microhenrici* (R. Pot.) Th. et Pf., et nombreux grains de : *Tricolporopollenites cingulum*, subsp. *oviformis* (R. Pot.) Th. et Pf., qui est surtout fréquent dans le Tertiaire ancien;

2° Formes caractéristiques du Tertiaire ancien (jusqu'à l'Oligocène moyen) : *Cicatricosisporites dorogensis* R. Pot., *Triplanosporites sinuosus* Pf. (fréquente), *Lævigatosporites discordatus* Pf. (ne dépasse pas l'Éocène), *Monocolpopollenites tranquillus* (R. Pot.) Th. et Pf., *Extratriporopollenites pompeckji* (R. Pot.) Th. et Pf., qui atteint son maximum au Sénonien et disparaît peu à peu au cours du Tertiaire ancien, est abondant, *Triatriopollenites excelsus* (R. Pot.), subsp. *semiturgidus* Pf., *Tetracolporopollenites microellipsus* Pf.;

3° Formes rares après le Lutétien et dont la fréquence caractérise les étages plus anciens : *Tricolpopollenites liblarensis* (Th.) subsp. *fallax* (R. Pot.) Th. et Pf. est la forme dominante;

4° Des espèces qui n'ont pas encore été trouvées au-dessus du Lutétien : *Extratriporopollenites terminalis* Pf. et Th., *Extratriporopollenites thiergarti* (R. Pot.) Th. et Pf., *Intratriporopollenites magnoporatus* Pf. et Th.;

5° Formes qui n'ont été signalées que dans les lignites de Wehmingen et d'Antweiler : *Triplanosporites tertiarus* Pf.; *Monocolpopollenites zievelensis* Pf. Les conifères peuvent être rapportés à *Pityosporites microalatus* (R. Pot.) Th. et Pf.

L'ensemble du spectre pollinique situe le dépôt dans le Tertiaire ancien. Toutes les formes déterminées ont été signalées, avec une répartition quantitative analogue, dans le lignite paléocène (Danien-Sparnacien) de Wehmingen (Hanovre) et dans le lignite allochtone d'Antweiler au Sud du bassin de Cologne (Paléocène-Yprésien). La plus fréquente parmi les formes rapportées aux Palmiers est *M. zievelensis* qui, à côté de *T. tertiarus*, souligne la ressemblance entre les lignites de la base du Tertiaire d'Allemagne et le dépôt de Noirmoutier. Ce dernier est moins riche en formes secondaires résiduelles que le lignite d'Antweiler; je pense qu'il date du Tertiaire inférieur et qu'il est sans doute un peu plus ancien que le niveau ligniteux de l'Yprésien des environs de Port-Louis ([5]).

C. dorogensis dont les spores sont identiques à celles des Mohrias de Madagascar, les Palmiers (*Monocolpopollenites*), les Myrtacées (*E. pompeckji*) correspondent à un climat tropical ou subtropical.

L'accumulation des débris de tissus végétaux, l'association des *T. cingulum*, des buissons de la basse forêt marécageuse, aux anémophiles de la haute futaie : *T. liblarensis fallax*, *E. pompeckji*, font considérer la formation comme dépendant d'une zone marécageuse dans laquelle des eaux noires serpentaient entre les îlots de végétation assez basse, tandis que la forêt se développait aux alentours sur la terre ferme.

Dans des préparations n'ayant été soumises qu'incomplètement à l'action oxydante du perborate, j'ai retrouvé de nombreux moules de Foraminifères en matière organique, seuls indices d'organismes benthiques marins, dont les coquilles ont dû être rapidement détruites dans ces eaux surchar-

gées d'acides humiques. Par contre, un abondant plancton marin est conservé; il renferme des Dinoflagellés (*Wetzeliella*, *Deflandrea*) et des Hystrichosphæridés dont la détermination fera l'objet d'un autre travail. Ces organismes prouvent que ce domaine aquatique était littoral et probablement comparable aux marais des rivages actuels de Floride.

Plus tard, la limite du continent a dû se déplacer et le climat devenir beaucoup plus sec. Au-dessus de la couche noire, témoin d'une végétation luxuriante, l'accumulation des masses sableuses à stratification entrecroisée ne peut être due qu'à l'érosion d'un pays aride où des cours d'eau temporaires à crues violentes entraînaient, soit vers le large, soit dans des zones déprimées, d'énormes nappes détritiques. Au paysage de « swamp » littoral, qui a dû exister au Tertiaire jusqu'au début de l'Yprésien, a succédé un régime semi-désertique ne permettant plus que le développement de quelques bouquets d'arbres et d'arbustes (Palmiers) dont les restes dispersés sont parfois conservés dans les grès et brèches silicifiées.

(1) *Bull. Soc. Sc. nat. de l'Ouest*, 4e série, 10, 1931, p. 31-50.
(2) *Rev. Géomorph. dynamique*, n° 5, 1951, p. 193-213.
(3) *Bull. Soc. Géol. Minéral. de Bretagne*, 2, fasc. sp., 1921, p. 231-232; légende feuille carte géol. de Nantes.
(4) *Paleontographica*, Bd. 94, Abt. B, 1953.
(5) *Bull. Soc. Géol. Minéral. de Bretagne*, fasc. 2, 1956, p. 43.

(*Laboratoire de Géologie de l'Université de Rennes.*)

GÉOLOGIE. — *Le problème de l'* « Estrato cristalino » *dans le Nord-Est de la province de Séville* (*Espagne*). Note de M. **Jacques Fabriès**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Les formations cristallophylliennes du massif de Lora del Rio, considérées comme antécambriennes (*estrato cristalino*), semblent correspondre à des sédiments métamorphisés du Paléozoïque inférieur.

Dans le Nord-Est de la province de Séville (Sierra Morena), un des accidents tectoniques principaux (le chevauchement du Pedroso) divise la région en une zone septentrionale essentiellement sédimentaire et paléozoïque, et en un ensemble méridional caractérisé par l'abondance de massifs cristallins et cristallophylliens. Le complexe cristallophyllien de Lora del Rio est une unité géologique appartenant à cette zone, unité limitée au Sud par la flexure du Guadalquivir, et à l'Ouest, par la série quartzo-schisteuse de Villanueva de las Minas (Paléozoïque inférieur, Cambrien et peut-être Infracambrien).

Dans les anciens travaux, J. Macpherson (1) attribuait au Silurien les

terrains à faciès sédimentaires de cette région, les roches métamorphiques constituaient l'« *Estrato cristalino* », d'âge supposé précambrien. Les travaux de J. Gavala (²) et de W. Simon (³) ont réduit considérablement le domaine d'extension du Silurien, ramenant la majorité de ces formations sédimentaires au Cambrien et même à l'Infracambrien, avec un maximum de probabilité.

Les observations qui font l'objet de la présente Note tendent à montrer que l' « *Estrato cristalino* » appartiendrait, tout au moins dans cette région, à des sédiments du Paléozoïque ancien modifiés par métamorphisme général. En effet :

1. Le cycle sédimentaire du Paléozoïque ancien débute par un conglomérat, dont la puissance moyenne est de l'ordre de 10 à 15 m, et qui apparaît seulement au cœur de quelques anticlinaux. Cette formation semble correspondre au conglomérat de base, bien que le substratum ne soit visible en aucun point. Il est composé de galets arrondis, pouvant atteindre jusqu'à 10 cm de diamètre, englobés dans un ciment schisto-gréseux. Les blocs sont constitués essentiellement de quartz, de quartzites blancs ou gris-bleu, de schistes argileux clairs et de roches cristallines surtout acides. Une telle composition révèle la proximité d'un socle antécambrien, abondamment pourvu en affleurements granitiques et cristallins.

2. Le complexe cristallophyllien de Lora del Rio se compose d'une série de quartzites feldspathiques (microcline), de gneiss à biotite et de gneiss granitiques à nodules de cordiérite, renfermant quelques noyaux de granite d'anatexie dans la zone centrale. Dans cet ensemble silico-alumineux et quartzitique s'intercalent différents faciès particuliers dont certains, plus basiques, tels que cipolins, gneiss pyroxéniques, amphibolites et gneiss graphiteux. Ces roches se présentent en bancs, en lentilles, ou en boudins, et se répartissent de façon remarquable dans des bandes privilégiées, larges de 3 à 4 km. Or, aucun élément de cette série métamorphique ne se retrouve dans les galets du conglomérat de base du Paléozoïque.

3. La nature pétrographique de ces formations cristallophylliennes témoigne d'une variété dans les sédiments originels, variété en tous points comparable au cycle sédimentaire du Paléozoïque inférieur. La sédimentation débute, au-dessus du conglomérat de base, par le dépôt d'une puissante série classique : arkoses, grès, quartzites et schistes gris-bleu (couches du Tambor, d'après W. Simon); cet ensemble détritique est surmonté par des roches plus riches en carbonates, avec marnes bleues, calcaires (couches de Campoalla) et enfin par des marnes bigarrées et des schistes, renfermant la faune à *Saukianda* d'Alanis (couches bigarrées d'Alanis = sommet du Cambrien inférieur).

4. L'allongement des lentilles basiques et la linéation dans ces faciès (amphibolite, gneiss pyroxéniques, graphite, etc.) ont une direction sensiblement Nord-Ouest-Sud-Est; cette unité appartient donc à l'orogénèse varisque qui affecta aussi les formations primaires de la région.

5. Enfin, le fait qui paraît très important est l'existence d'un passage latéral entre les sédiments paléozoïques et les séries métamorphiques, dans la bordure occidentale du massif de Lora del Rio. Ce passage est très visible dans les vallées du Galapagar et de la Huesna, à l'Est et au Nord immédiats de Villanueva de las Minas. Dans toute la zone située au Sud de l'accident du Pedroso, les sédiments cambriens font preuve d'un léger métamorphisme, du type « schistes verts » (développement de chlorite, muscovite, talc, albite, tourmaline, un peu d'épidote, etc.). Dans la région de Villanueva de las Minas, ils consistent en une série de quartzites micacés gris violacé et de schistes gris verdâtre, qui se transforment progressivement, vers l'Est, en schistes satinés et chloriteux, avec grand développement de mica, puis en schistes et en micaschistes à minéraux (andalousite, très souvent altérée en muscovite), qui amorcent la série métamorphique complète de Lora del Rio. La transition entre les deux ensembles sédimentaire et cristallophyllien est graduelle et se fait de façon concordante.

Ces observations montrent ainsi que les formations cristallophylliennes du Nord-Est de la province de Séville ne peuvent appartenir au substratum antécambrien du Massif Hespérique : L' « *Estrato cristalino* » ne serait donc pas d'âge antécambrien. Nous devons plutôt le considérer comme le résultat d'un métamorphisme général de la série sédimentaire du Paléozoïque inférieur. Ces conclusions sont en accord avec la tendance actuelle qui se dessine au sujet de l'étude des complexes granitico-gneissiques de la Sierra Morena. Déjà F. Lotze (4), en 1937, démontrait que dans le Nord de la province de Huelva, le « cristallin d'Aracena n'était pas archaïque ». Plus récemment (1953), F. Hernandez-Pacheco (5) conclut que les formations à faciès d'*Estrato cristalino* de la province de Badajoz, au Sud du Guadiana, « ne sont que des masses de schistes postdamiens et des niveaux acadiens qui ont subi un intense métamorphisme général, schistes qui peuvent, en outre, donner des roches grenues acides, grâce à de nets et typiques phénomènes de migmatisation ».

Quant au problème de l'âge du métamorphisme qui a affecté cette série sédimentaire du Paléozoïque inférieur, nous ne pouvons que rester dans le domaine de l'hypothèse. Le Silurien n'a été que peu transformé, tout au plus fait-il preuve d'un léger épimétamorphisme. Les affleurements dévoniens faisant défaut, les terrains post-siluriens sont représentés dans le bassin houiller de Villanueva de las Minas, par les couches du

Westphalien moyen, qui ne révèlent aucune trace de métamorphisme. On peut donc penser que le métamorphisme est d'âge varisque, lié aux phases bretonne et sudète. Mais une solution s'offre à nous, du fait de la mise en évidence de la phase sardique dans la partie occidentale de la Sierra Morena. L'existence d'un premier métamorphisme d'âge calédonien et d'un deuxième, varisque pourrait expliquer le fait que le Silurien est très peu métamorphique, contrairement aux sédiments du Cambrien très transformés.

(1) *Bol. Com. Mapa Geol. de Espana*, 6, 1879, p. 27.
(2) *Bol. Inst. Geol. Min. Espana*, 49, 1927, p. 1-79.
(3) *Abhdlg. Senckenberg. Naturfosch. Gesell.*, 485, 1951, p. 31-52.
(4) *Zeits. Deutsch. Geol. Ges.*, 103, 1951, p. 134.
(5) *Notas y Com. Inst. Geol. Min. Espana*, 31, 1953, p. 3-34.

GÉOLOGIE. — *Sur la tectonique des formations du Gondwana brésilien.* Note de M. **Jean Pimienta**, présentée par M. Pierre Pruvost.

La charge des coulées basaltiques épaisses de 1000 m, terminant les formations du Gondwana brésilien, a produit un fléchissement du continent. Le rivage résulte de cassures affectant ces formations, mais le bloc continental n'est limité que par un talus situé à près de 200 km au large. Certaines de ces cassures ont rejoué récemment.

Avec un faciès de toundra à la base devenant désertique au sommet, les formations du Gondwana se sont déposées sur les séries cristallines au Sud du Brésil. Elles affleurent dans les États du Parana, de Santa Catarina et du Rio Grande du Sud. Suivant les équivalences stratigraphiques actuellement reconnues, elles comprennent de bas en haut les séries suivantes :

Permien inférieur : tillites, argiles à blocaux, souvent très pyriteuses, avec des passées bitumineuses et les couches de charbon exploitable.

Permien moyen et supérieur : argiles surmontées d'un niveau présentant l'aspect d'un flysch, renfermant de vastes lentilles gréseuses.

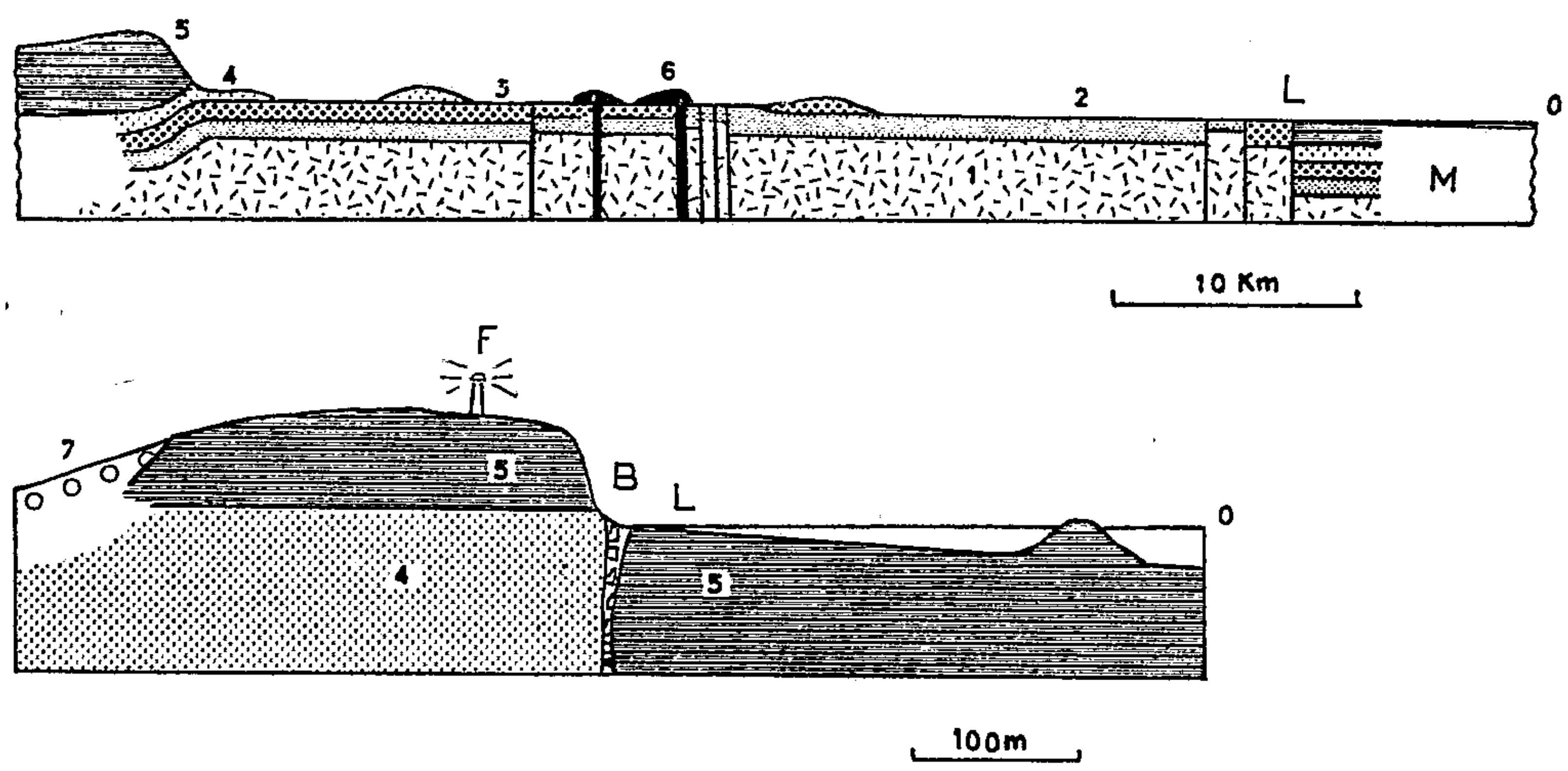
Trias : sables et grès comprenant quelques dépôts lacustres bien lités, au milieu de formations dunaires à stratifications entrecroisées.

Jurassique : ainsi que pour les autres continents, le Trias est recouvert d'une coulée basaltique. C'est ici un plateau presque horizontal de 250 000 à 300 000 km^2, drainé vers l'intérieur par le Rio Uruguay, se terminant à l'aplomb des plaines littorales formées des séries sédimentaires par une falaise haute de 1000 m (l'épaisseur des basaltes). Le contact quelquefois visible avec le Trias montre un métamorphisme de contact n'ayant que quelques millimètres d'épaisseur. Quand le Trias était encore sableux à l'arrivée des laves, celles-ci se sont parfois injectées de quelques décimètres seulement dans les sables. On trouve dans la masse quelques niveaux de basalte orbiculaire, formé au sommet d'une coulée dans des laves bul-

leuses; il est ainsi possible de voir que cette épaisseur de 1000 m est constituée de trois ou quatre coulées.

Les observations tectoniques suivantes sont effectuées dans le Sud de l'État de Santa Catarina :

1. *Réajustement isostatique dû à la surcharge des basaltes.* — Il apparaît que la surcharge due au poids des laves a provoqué sous elles un enfoncement des séries sédimentaires sous-jacentes. En approchant la falaise basaltique à moins de 1 km, j'ai pu observer en effet une flexure suivie d'un plongement des couches triasiques sous le basalte avec un pendage



En haut : coupe schématique (les hauteurs sont multipliées par trois et les terrains représentés sont situés dans plusieurs plans différents).
En bas : coupe exacte du littoral de Tôrres.
1, cristallin; 2, Permien inférieur; 3, Permien moyen et supérieur; 4, Trias; 5, basalte; 6, diabase; 7, dune consolidée; L, littoral; M, marge continentale; B, brèche de faille; F, phare de Tôrres.

atteignant 30°, alors que partout ailleurs les couches sédimentaires sont voisines de l'horizontale (à part quelques dérangements au voisinage immédiat des miroirs de failles ou des filons de diabase).

La mesure des pendanges n'est possible que lorsqu'il s'agit d'un Trias à faciès lité; en outre on ne peut voir qu'en de rares points les séries tendres du Trias au pied de l'immense falaise, car elles sont normalement cachées par les éboulis basaltiques et il s'agit d'une région très couverte par la végétation. Les observations ont été faites près du hameau de Sanga da Areia dans l'extrême Sud de l'État de Santa Catarina, à une vingtaine de kilomètres de la frontière avec l'État du Rio Grande.

2. *Les failles littorales.* — Si la série sédimentaire infrajurassique n'est pas plissée, elle a été affectée postérieurement à sa formation par un réseau de failles déjà décrit en détail par H. Putzer [1]. La direction principale Nord-Est-Sud-Ouest est recoupée par des cassures secondaires à peu près orthogonales. Le littoral atlantique de cette partie de l'Amérique est

déterminé par ces failles. En effet, il suit non seulement la direction principale de leur réseau, mais à Tôrres (petite station balnéaire à la frontière des États du Rio Grande et de Santa Catarina) où les séries de Gondwana ne sont pas recouvertes par les alluvions marines de plage, j'ai pu voir que la position même de la côte est déterminée par le décrochement d'une faille. Quoique moins visible ailleurs, cette faille littorale me paraît générale.

Du moment que la côte américaine est formée par des cassures affectant les formations de Gondwana, il semblerait à première vue que ce soit un fait favorable à l'ancienne théorie de la dérive continentale de Wegener, supposant une séparation entre l'Amérique et l'Afrique postérieure au Gondwana. Mais il n'en est sans doute rien, parce que le continent américain se prolonge là par une marge continentale exceptionnellement large et plate, dépourvue de canions. Des levés récents publiés en 1956 par le Ministère de la Marine Brésilienne montrent que la profondeur reste inférieure à 150 m jusqu'à 150 ou 200 km, distance où se trouve le talus continental profond de près de 2000 m. Les failles en réalité ne font que limiter l'avancée de la mer sur la marge continentale, mais pour apporter un argument favorable à la théorie de la dérive, il faudrait pouvoir montrer en outre que le talus continental lui-même est formé par une faille; or ceci, naturellement, est entièrement hypothétique.

3. *Rejeu récent des failles.* — Le socle cristallin et les séries de Gondwana sont considérées comme des régions en repos tectonique depuis le Secondaire, bien que la morphologie de certains reliefs cristallins découpés (« *pains de sucre* » notamment) ne soit pas d'une interprétation facile. Cette réelle stabilité tectonique souffre cependant au moins une exception localisée, comme le montrent mes observations suivantes.

Toujours dans le Sud de l'État de Santa Catarina, aux environs du village d'Araranguá, il existe une étroite croupe allongée, formée de marnes et d'argiles tendres du Permien. Sur les cartes de détail actuelles sans courbes de niveau, on devine son existence grâce aux perturbations du réseau hydrographique. Ses versants ont une inclinaison atteignant 15 à 20°. Comme elle n'est pas loin de la mer, avec un sol assez sableux, on pourrait la confondre avec des dunes, si des tranchées ne montraient la présence du Permien.

Cette croupe est la suite de compartiments allongés de grès du Permien supérieur, surélevés par des failles bien visibles dans les séries dures, et il est certain qu'elle est délimitée et surélevée par ces mêmes failles. Bien que l'évolution des reliefs soit lente sous ce climat subtropical, la forte pente des versants argileux implique un rejeu récent de ces failles.

(1) *Congrès Géologique International d'Alger*, fasc. 17, 1952, p. 181 et *Boletim da Sociedade Brasileira de Geologia*, vol. 2, n° 1, 1953, p. 37.

(5, *avenue de l'Observatoire, Paris.*)

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Lacs de fonte de culot de glace dans les Appalaches.* Note (*) de M. **Michel Brochu**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Plusieurs lacs importants situés dans la région frontalière Québec-Nouveau-Brunswick-État du Maine peuvent tous être interprétés comme des lacs de fonte de culots de glace : ce sont les premiers lacs de ce type à être reconnus dans cette région; il semble qu'ils se rangent même parmi les plus importants lacs de fonte de culot de glace du globe.

Observations. — La région des Monts Notre-Dame (Québec), limitrophe des États-Unis et de la province du Nouveau-Brunswick, présente de nombreux lacs dont les principaux sont :

Lacs.	Longueur L (km).	Largeur l (km).
Témiscouata	35	2
Long	18,5	0,5 à 0,8
Beaulac	12	1
Pohénégamook	9	0,8
Baker	7,7	0,8
Thibault	7,4	0,8

Il faut compter en outre, une dizaine de petits lacs dont la longueur ne dépasse pas 2 km et la largeur 0,5 km.

Les lacs les plus importants occupent tous l'axe de grandes vallées entre des collines les surplombant de 50 à 100 m; leur altitude varie entre 210 et 250 m.

L'examen des lacs cités a montré qu'aucun d'eux n'est fermé à son exutoire (ou décharge) par une moraine ou par ou par un verrou rocheux : dans tous les cas observés, cette zone de l'exutoire est colmatée par une étendue de dépôts sableux très étalés ne formant jamais bourrelet; des coupes laissent voir une stratification bien marquée, ce qui écarte la possibilité qu'il puisse s'agir d'une moraine.

Les rives latérales des lacs cités sont empâtées de puissants colmatages de lits de sables et de galets stratifiés; la largeur de ces dépôts peut atteindre de 100 à 500 m et la hauteur de 30 à 50 m au-dessus du niveau du lac. Des coupes laissent voir des lits alternés de galets et de sable, inclinés à 10, 20, 30 et 45°, perpendiculairement à l'axe du lac, vers celui-ci (des exemples très nets sont visibles sur les rives des lacs Pohénégamook, Témiscouata, Baker, Beaulac et Thibault); la valeur de l'inclinaison semble diminuer en s'éloignant du lac, les changements d'inclinaison sur un front de coupe parallèle à un lac ne sont jamais brusques, mais graduels; on n'y observe, ni plissotements, ni stratification entrecroisée. Il ne peut s'agir ici de dépôts deltaïques qui seraient inclinés parallèlement à l'axe du lac, ni de solifluxion où la stratification serait pratiquement inexistante.

Interprétation. — De ce qui précède, comme il semble exclu qu'il s'agisse de lacs de verrous rocheux ou de moraine frontale, la genèse chronologique des lacs décrits semble la suivante : comme cause lointaine, il apparaît que les plus importants lacs sont situés à l'emplacement d'un réseau de fractures et de failles (dont les directions sont facilement discernables sur les affleurements rocheux) où des vallées préglaciaires se sont inscrites. Puis le glacier, à plusieurs reprises, est venu surcreuser ce réseau de vallées déjà établi.

Cependant la cause effective principale de la présence actuelle des lacs n'est pas le surcreusement puisque les verrous rocheux sont absents : il reste l'hypothèse que ces lacs soient dus à des vestiges de langues de glace, lesquelles lors du dernier retrait du glacier ont pu avoir été submergées par un puissant diluvium fluvio-glaciaire, de telle sorte qu'après la mise en place de ces dépôts, la glace a fondu progressivement, donnant lieu aux cuvettes actuelles, dont la profondeur et la longueur sont fonction de l'importance du culot de glace qui les a occupées.

Il serait difficile d'expliquer autrement pourquoi les dépressions lacustres en présence n'auraient pas entièrement été colmatées par les formations sableuses dont les terrasses flanquent les vallées par des dépôts très puissants.

D'ailleurs, la stratification inclinée des lits de sables et de galets à 20, 30 et 45°, perpendiculairement à l'axe de la vallée, vient étayer l'hypothèse qu'un phénomène postérieur au dépôt est venu le modifier (on sait que le sable et les galets ne se stratifient pas à un angle de 30 à 45° dans des conditions fluviatiles et surtout avec une inclinaison normale au talweg), ce qui rend plausible que ces dépôts se soient inclinés latéralement vers le lac, lors de l'affaissement provoqué par la fonte de la glace sous-jacente au sable.

Il ne faut pas confondre ces lacs avec les pingos qui résultent de fonte de culots de glace du sol alimentés par des sources ou une nappe phréatique et donnent lieu à des lacs dont les dimensions sont d'habitude beaucoup plus réduites (30 à 200 m de diamètre) et qui laissent souvent des bourrelets de sable autour des rives, après la fonte de la glace.

Ainsi, tous les lacs importants de la région étudiée sont, non pas des lacs de surcreusement, mais des lacs (en vallée) de fonte de culots de glace restés emprisonnés sous le diluvium fluvio-glaciaire, et dont la fonte a donné postérieurement les cuvettes lacustres actuelles : ce sont les premiers lacs de ce type observés pour l'Est des Appalaches.

Par leurs dimensions, ces lacs semblent actuellement parmi les plus importants observés sur le globe.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(*Institut de Géographie de l'Université de Strasbourg.*)

MICROPALÉONTOLOGIE. — *Remarques sur deux genres de Protistes du Précambrien* (Arnoldia *Hovasse* 1956, Cayeuxipora *Graindor* 1957). Note (*) de M. **Georges Deflandre**, présentée par M. Maurice Caullery.

Arnoldia nov. gen. R. Hovasse 1956 n'est pas un Foraminifère : son origine est soit bactérienne, soit simplement minérale. La preuve de la présence d'un squelette siliceux chez *Cayeuxipora* nov. gen. M. G. Graindor 1957 n'est pas apportée; la matière organique est le constituant essentiel des microorganismes précambriens, anciens Radiolaires de L. Cayeux 1894, *Palæocryptidium* de G. Deflandre 1955.

Deux Notes ont été consacrées à des Microfossiles du Précambrien d'Afrique [1] et de France [2]. La seconde m'incite à sortir de la réserve que j'avais cru devoir observer vis-à-vis de la première.

A. R. Hovasse crée un genre nouveau, *Arnoldia* [3] pour un Foraminifère présumé de la Côte-d'Ivoire. La description objective des structures observées n'appelle, de ma part, qu'une remarque : je considère qu'il est téméraire *d'affirmer* la présence de *grains anisotropes de taille égale ou inférieure au micron* dans une lame mince d'une roche [4]. *L'interprétation* de ces minuscules grains d'une silice apparentée au quartz comme étant un matériel *arénacé* utilisé par un microorganisme dans la construction d'une coque à ciment d'opale me paraît, par ailleurs, inacceptable. Les données numériques (courbe de répartition des tailles en dents de scie) ne sont pas favorables à la reconnaissance d'une population d'un microorganisme biométriquement caractérisable. Les arguments d'ordre morphologique qui conduisent R. Hovasse à attribuer hypothétiquement ces structures à des Foraminifères — même *sensu latissimo* — sont à mes yeux d'une extrême précarité. Si les dites structures avaient vraiment une origine biologique [5] je serais alors tenté de les considérer comme résultant d'une activité bactérienne : les zooglées, on le sait, *peuvent engendrer des aspects similaires* et leurs tailles, extrêmement variables et inconstantes, ne peuvent pas être biométriquement caractérisées. S'il en est ainsi, il n'y aurait pas d'inconvénient à ce qu'un nom leur soit donné. Il y a lieu, toutefois, de ne pas oublier le genre *Cayeuxina* Galloway 1933, créé sur des dessins de L. Cayeux, Foraminifères *affirmés* par cet auteur, aujourd'hui *rejetés* par les spécialistes.

B. Les éléments objectifs contenus dans la Note de R. Hovasse représentent des bases de discussion. De tels éléments n'existent malheureusement pas dans la Note de M. J. Graindor [6].

Représenter de minuscules microfossiles précambriens sphériques ou ellipsoïdaux d'une dimension de l'ordre de 10 μ au moyen de calques de microphotographies faites à un grossissement supérieur à 2 000 diamètres

ne peut conduire qu'à un résultat totalement subjectif, sans aucune valeur documentaire : la sphéricité des objets ne permet absolument pas d'avoir simultanément sur le cliché la représentation de la surface et celle de la coupe optique médiane. Les dessins donnés offrent cependant des détails appartenant à des plans distants verticalement d'un demi-diamètre ! Telles descriptions indiquent des mailles *hexagonales* qu'on cherche en vain sur les dessins (*fig*, 2 et 3).

La preuve — point crucial — de « *l'existence de structures réticulées minérales* » *n'est absolument pas apportée* : 1° la détermination de la *nature* de la silice (supposée être de la calcédoine) d'un squelette de 1 à 2 μ d'épaisseur noyé dans la masse siliceuse normalement cristalline d'un phtanite est, pour moi, pratiquement impossible; 2° la conservation de la *morphologie initiale réticulée* d'un squelette d'opale de 10 μ, transformé en calcédoine au sein d'une roche siliceuse précambrienne, est, à mes yeux, invraisemblable.

Quant aux évocations de « sortie de matière organique » par un col, ou de « flagelles à extrémité dichotomisée », elles sont biologiquement et paléontologiquement inacceptables.

Je rejette formellement la conclusion de M. J. Graindor qui tend malencontreusement à ressusciter les interprétations erronées de L. Cayeux, pardonnables en 1894 : j'affirme donc à nouveau la nature essentiellement et originellement organique des coques des microorganismes précambriens de L. Cayeux, qui n'ont aucune relation avec les Protistes à coque ou squelette siliceux ([7]). La possibilité de l'existence de tels Protistes au Précambrien n'est pas exclue, bien au contraire, mais la preuve de leur existence n'a pas encore été apportée.

(*) Séance du 13 mai 1957.

([1]) R. Hovasse, *Comptes rendus*, 241, 1956, p. 2582.

([2]) M. J. Graindor, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2075.

([3]) Ce nom est d'ailleurs plusieurs fois préoccupé : *Arnoldia* Mayer 1887, *Arnoldia* Kieffer 1895, *Arnoldia* Wlassenko 1931.

([4]) La nature de cette roche n'est pas précisée.

([5]) J'ai observé des aspects analogues dans des silex tertiaires d'Afrique du Nord ; je les ai considérés jusqu'à présent comme d'origine purement minérale ; la démonstration d'une activité bactérienne, lors de la genèse des silex, pourrait éventuellement modifier cette opinion. Rappelons que L. Cayeux a signalé, *dans des phtanites précambriens*, « des sphéroïdes d'opale, libres ou coalescents, plus ou moins alignés », dont la description évoque singulièrement les structures en question ici (*Roches siliceuses*, 1929, p. 360).

([6]) La famille des *Cayeuxidæ* Graindor ne peut avoir pour type qu'un genre *Cayeuxia*, inédit. Le genre *Cayeuxipora* Graindor, s'il existait réellement, entrerait donc dans une famille des *Cayeuxiporidæ* fam. nov.

([7]) *Cf.* G. Deflandre, *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 74, 1949, p. 351-352 ; *C. R. Som. Soc. Géol. Fr.*, 1955, n° 9, p. 182-184.

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École Pratique des Hautes Études, Paris.*)

HISTOGÉNIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le contenu glucidique des tissus de* Syringa vulgaris *L. et de* Carpinus Betulus *L. cultivés* in vitro. Note (*) de M. **Fernand Barnoud**, présentée par M. René Souèges.

Les extraits alcooliques des tissus de Lilas (*Syringa vulgaris* L.) et de Charme (*Carpinus Betulus* L.) cultivés *in vitro* sont constitués par du glucose, du fructose et du saccharose. Dans la fraction hémicellulosique des membranes il est possible de libérer, par hydrolyse avec un acide fort, du galactose, du glucose, de l'arabinose et du xylose.

Dans de précédentes publications ([1],) ([2]), nous avons défini les conditions dans lesquelles le tissu cambial de Lilas (*Syringa vulgaris* L.) et de Charme (*Carpinus Betulus* L.) pouvaient être cultivés *in vitro* d'une manière indéfinie.

Rappelons que les tissus de Lilas sont cultivés sur milieu de Knop dilué au demi, gélosé à 12 % et glucosé à 2 % et qu'ils sont chlorophylliens. Les tissus de Charme, non chlorophylliens, exigent pour leur croissance de l'acide indol-acétique (0,1 mg/l) et du lait de coco (15 %).

Nous avons analysé d'une part la fraction glucidique de ces tissus extractibles par l'éthanol à 80 % et d'autre part la fraction glucidique fixée sur les membranes sous forme d'hémicelluloses.

1° *Glucides extractibles par l'éthanol à* 80 %. — Les tissus frais, stabilisés par l'alcool bouillant, sont épuisés par l'alcool à 80% jusqu'à obtention d'un test négatif à l'anthrone sulfurique. Les jus d'extraction, concentrés, sont déféqués par le sous-acétate de plomb et désalifiés par passage sur des résines échangeuses d'ions. Après concentration convenable, les sucres présents sont caractérisés par chromatographie sur papier Whatman n° 1 en utilisant comme éluant soit le butanol saturé d'eau, soit le mélange acétate d'éthyle-acide acétique-eau. Le révélateur est constitué soit par le phtalate acide d'aniline et l'urée chlorhydrique, soit par le mélange aniline-diphénylamine-acide phosphorique.

On a pu ainsi caractériser le saccharose, le glucose et le fructose dans les extraits alcooliques des deux tissus. En procédant à une estimation semi-quantitative par l'examen des chromatogrammes dans l'ultraviolet, on peut dire que les quantités de ces trois sucres dans les tissus de Lilas sont sensiblement équivalentes, alors que dans les tissus de Charme les quantités de saccharose et de fructose sont très faibles par rapport à celles de glucose.

Ces résultats sont à rapprocher de ceux qui ont été obtenus par E. Ball ([3]) sur les tissus de *Sequoia* et par A. Goris ([4]) sur les tissus de Carotte cultivés *in vitro*.

2° *Glucides membranaires insolubles dans l'alcool à 80 % et dans l'eau.* — Nous avons ensuite recherché les glucides fixés dans la membrane sous forme d'hémicellulose. Pour ce faire, nous avons procédé d'abord à l'extraction des polysaccharides hydrosolubles (propectines, pectines, uronides) par un traitement d'une heure à l'autoclave à 110° en présence d'oxalate d'ammonium, puis à une délignification par la méthode des solvants hydrotropiques ([5]) par cuisson en tubes scellés au lessiveur à 140° pendant 8 h avec une solution de benzoate de sodium à 50 %. Sur la substance membranaire restante, nous avons libéré les glucides constitutifs des hémicelluloses par une hydrolyse sulfurique prolongée (SO_4H_2, N, 4 h d'ébullition). Dans ces conditions, une fraction importante des constituants membranaires se solubilise. L'analyse chromatographique de l'hydrolysat a montré qu'il était constitué par une forte proportion de pentoses et d'une faible quantité d'hexoses.

Dans les tissus de Lilas, nous avons pu caractériser deux hexoses, galactose et glucose, en quantités sensiblement équivalentes et deux pentoses, l'arabinose et le xylose, l'arabinose étant plus abondant que le xylose.

Dans les tissus de Charme, les mêmes oses ont été mis en évidence, mais avec une très nette prédominance du glucose sur le galactose et de l'arabinose sur le xylose.

Rappelons que ces monoses sont très fréquemment rencontrés dans les hydrolysats de l'holocellulose constitutive des membranes du tissu ligneux des Dicotylédones.

Conclusion. — Ces deux études montrent que les cellules cambiales isolées en culture pure possèdent un important pouvoir d'isomérisation et de polymérisation des monoses, puisque à partir d'un seul élément, le glucose, apporté dans le milieu de culture, elles peuvent élaborer de nombreux glucides nécessaires, soit à leur métabolisme, soit à l'édification des membranes.

(*) Séance du 13 mai 1957.
([1]) F. BARNOUD, *Comptes rendus*, **240**, 1955, p. 2008.
([2]) F. BARNOUD, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1508.
([3]) *Ann. Biol.*, 31, 1955, p. 284.
([4]) *Ann. Biol.*, 30, 1954, p. 37.
([5]) PH. TRAYNARD et A. ÉMERY, *Holzforschung*, 9, 1955, p. 172-177.

MYCOLOGIE. — *Amphithallie dans la race bisporique du* Marasmius limosus *Q.* Note de M[lle] **DENISE LAMOURE**, présentée par M. Roger Heim.

Bien que *M. limosus* soit purement bisporique, le nombre des noyaux dans les spores varie couramment de 2 à 6. La polarité est difficile à déterminer à cause de la présence de nombreuses copulations illégitimes génératrices d'hyphes à fausses boucles. Aucune fausse boucle n'a été observée dans les monospermes diploïdes.

Le *Marasmius limosus* est considéré par les auteurs comme une espèce rare : il apparaît cependant en troupes, à l'automne, dans les amas de feuilles pourrissantes de *Carex* ou de *Phragmites*. Outre sa petite taille, son habitat particulier est sans doute cause qu'il soit mal connu, puisque aucun auteur n'a expressément signalé de bisporie dans cette espèce. Les nombreux carpophores examinés, provenant pourtant de localités variées (environs de Montluel, Ain; de Crémieu, Isère), nous ont toujours paru *purement bisporiques*.

Le nombre de noyaux dans chaque spore est très variable. Pour une récolte, nous avons établi, après coloration au Giemsa des spores projetées sur lame de verre, la statistique suivante portant sur environ 300 spores : 4 noyaux, 51 %; 3 noyaux, 26 %; 2 noyaux, 14 %; 6 noyaux, 9 %; 5 et 8 noyaux, moins de 1 %.

Le *Marasmius limosus* est une espèce *amphithalle* : les myvéliums d'origine monosperme sont tantôt diploïdes (tous les articles y sont binucléés et bouclés), tantôt haploïdes (les articles y sont tous uninucléés et privés d'anses).

Certains haplontes forment en culture des *oïdies* uninucléées, droites, naissant en chaînes et se formant sans retrait cytoplasmique.

Les proportions dans lesquelles apparaissent l'un et l'autre type de mycélium sont très variables.

Nos des souches.	Nombre de monospermes obtenus.	diploïdes.	haploïdes.	% monospermes haploïdes obtenus.
228 gr. 4	126	98	27	23
228 gr. 12	230	207	23	10
228 gr. 15	11	8	3	27
228 gr. 40	92	80	12	14
228 gr. 50	83	66	17	20

Le comportement « sexuel » des haplontes n'a pas été jusqu'alors aisé à définir. Les résultats les plus complets sont ceux donnés par les 27 haplontes de la souche 228 gr. 4. Nous avons d'abord confronté les haplontes 1 à 10, plus tard les haplontes 11 à 27. Si l'on excepte 3 des 17 haplontes de ce deuxième lot, les résultats de leur croisement s'intègrent aisément dans un cadre de tétrapolarité, avec toutefois quelques déficiences. Mais nous insisterons surtout sur la présence, dans certaines confrontations, de crochets appendus au flanc de l'hyphe et cloisonnés à leur base. Très souvent, ces crochets sont nombreux le long d'un même article, et il n'y a pas de cloison transversale dans l'hyphe à leur niveau. Parfois, cependant, ces crochets se trouvent à la hauteur des cloisons transversales et ressemblent à des boucles; mais ils restent fermés à leur extrémité : ce sont les « fausses boucles » caractéristiques des copulations illégitimes. Dans

le cadre de la tétrapolarité, nous avons en général rencontré ces crochets dans les confrontations d'haplontes présentant un facteur commun déterminé. Les haplontes 1 à 10 semblent aussi appartenir à quatre groupes; des crochets ont été vus dans quelques confrontations. Notons que ces mêmes 10 haplontes nous avaient semblé, d'après les confrontations effectuées un an plus tôt, appartenir à deux groupes seulement, mais à l'époque, notre attention n'ayant pas encore été attirée sur la présence de fausses boucles ou de crochets chez le *M. limosus*, il est possible que nous ayions pris des fausses boucles pour des vraies.

Pour la souche 228 gr. 12, les résultats des confrontations des 23 haplontes ne s'insèrent nettement ni dans un cadre de bi-, ni dans un cadre de tétrapolarité. Nous avons étudié cytologiquement les copulations illégitimes : les fausses boucles sont caractéristiques, avec un noyau retenu dans l'anse, isolé de l'hyphe par deux cloisons, tandis qu'il n'y a qu'un noyau dans l'article immédiatement inférieur ou dans les articles de ses ramifications latérales.

Après confrontation entre eux des 12 haplontes de la souche 228 gr. 40, seul l'haplonte 4 forme des boucles avec les haplontes 5, 7, 8 et 10.

Quant aux 17 haplontes de la souche 228 gr. 50, aucun n'a formé de boucles avec quelqu'autre de la même souche; pourtant, ils en ont tous formé avec les haplontes de la souche 228 gr. 12. Il ne s'agit donc pas d'haplontes ayant perdu toute affinité sexuelle : peut-être, n'appartiennent-ils qu'à un seul groupe de polarité, ou à deux groupes non compatibles. Nous n'avons pas eu de crochets dans leur croisement entre eux.

Nous avons cherché, mais en vain, des crochets ou des fausses boucles chez 29 *monospermes diploïdes* : les hyphes de leur mycélium sont toutes régulièrement bouclées. Cette constatation conduit à douter de l'existence de spores renfermant deux noyaux ayant un facteur commun de polarité et à se demander si la cause principale de la variabilité du nombre des noyaux des spores chez les amphithalles bisporiques ne serait pas une répulsion exercée par le premier noyau à s'engager dans un stérigmate sur tout noyau non compatible.

(*Laboratoire de Botanique, Faculté des Sciences, Lyon.*)

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Les activités sécrétrices du système nerveux central de l'Amphioxus*. Note (*) de M. **Max Pavans de Ceccatty**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les travaux concernant le système nerveux central de *Branchiostoma lanceolatum* Pallas, n'ont jamais envisagé un des aspects les plus singuliers de l'activité des neurones : la fonction sécrétrice. C'est pourquoi certaines

images sont restées très difficiles à interpréter, en particulier celles relatives aux « organes sensoriels centraux ». Aujourd'hui, de nombreuses recherches ont mis en évidence, chez les Invertébrés et chez les Vertébrés, cette fonction dont nous avons relevé des signes morphologiques très nets dans le système nerveux central de l'*Amphioxus*.

1. *La vésicule frontale.* — Au niveau de ce renflement antérieur de la moelle, *les grandes cellules dorsales de Joseph*, éléments énigmatiques localisés dans la voûte de la vésicule, montrent une grande activité élaboratrice. Les corps cellulaires réagissent positivement à l'hématoxyline de Gomori. En outre, on peut voir des flaques de sécrétion intercellulaires, qui s'écoulent le long des fibres adjacentes et qui sont intensément colorées par l'hématoxyline ferrique après surfixation au Champy modifié. Les espaces vides, décrits entre ces éléments et la névroglie à fibres tangentielles qui les entoure, correspondent probablement à l'emplacement de produits de sécrétion qui ont été dissous.

L'hématoxyline de Gomori met aussi en relief une activité élaboratrice dans deux autres territoires de la vésicule frontale, au niveau de *la tache pigmentaire antérieure* et dans les cellules de l'*organe infundibulaire*.

2. *La moelle épinière.* — Les calottes pigmentaires des *ocelles cupuliformes*, ou *yeux de Hesse*, ont conduit les auteurs à interpréter ces éléments comme des formations photosensibles. L'accumulation mélanique, localisée à un pôle de la cellule, a pour nous des contours moins nettement limités qu'on ne les a décrits. Il existe, parfois, une sorte d'écoulement pigmentaire rejoignant la partie fibrillaire corticale de la moelle, et les calottes paraissent souvent soudées les unes aux autres en une véritable nappe mélanique para-épendymaire.

Après dépigmentation par les agents oxydants, les granulations pigmentaires laissent la place à une flaque homogène, fortement colorées en bleu par l'hématoxyline chromique de Gomori. Cette flaque est en rapport, d'une part avec le corps cellulaire qu'elle coiffe, d'autre part avec un réseau neurofibrillaire ténu qui l'entoure, puis se ramasse en une fibre unique dirigé dans un sens opposé à celui du prolongement cellulaire apical. Le corps cellulaire présente enfin une (ou deux) très grosse vacuole et des condensations cytoplasmiques très chromophiles démontrant l'activité sécrétoire.

Le pigment mélanique des ocelles cupuliformes pourrait être considéré comme un corps résiduel. Il semblerait, ainsi que le soulignait P. Drach [1], que les yeux de Hesse puissent donc être rapprochés des grandes cellules dorsales de Joseph. Ces deux catégories d'éléments constituent les centres élaborateurs les plus importants du système nerveux central de l'*Amphioxus*, encore que leurs rôles soient probablement très différents.

Les cellules ganglionnaires géantes de Rhode montrent aussi des signes d'activité sécrétoire. On remarquera, surtout avec l'hématoxyline de Gomori, des grains de sécrétion intracytoplasmiques et une condensation homogène du cytoplasme à la périphérie ou à un pôle de la cellule. Plus nettement que partout ailleurs, cette élaboration paraît en rapport avec une activité nucléolaire.

La zone corticale fibrillaire de la moelle permet de suivre le cheminement de certaines des élaborations cellulaires que nous venons de décrire. Les fibres géantes, correspondant aux neurones de Rhode, sont marquées par des concentrations d'hématoxyline donnant à la fibre, par endroit, un aspect plus ou moins monoliforme. Il en est de même sur d'autres fibres longitudinales de moindre importance, sans qu'on puisse déterminer, dans ces cas, la provenance de la sécrétion. L'hématoxyline ferrique donne des images superposables à celles obtenues par l'hématoxyline de Gomori, mais signale en outre des flaques de sécrétion, concentrées à certains niveaux, sur toute l'épaisseur de la zone corticale fibrillaire, et qu'on a peut-être confondues avec des cellules de soutien aux contours mal définis. Une intense réaction positive à la phloxine de Gomori met aussi en relief certaines fibres commissurales, de même que des prolongements issus de petites et moyennes cellules ganglionnaires, et enfin de fines gouttelettes réparties sur toutes les fibres le long de la moelle.

Les critères strictement morphologiques sont encore actuellement trop imprécis pour que nous puissions donner leur signification exacte à chaque sécrétion et à chaque catégorie cellulaire impliquée dans un processus élaborateur. Une étude histochimique et physiologique en cours nous permettra ultérieurement de distinguer la fonction spécialisée, hormonogène, de certaines cellules qu'on pourrait considérer comme neurocrines, et l'activité sécrétrice fondamentale qui serait liée à la fonction vité spécifique des neurones. Dès maintenant, il est cependant important de souligner que le système nerveux central de l'*Amphioxus* est le siège d'intenses sécrétions, décelables dans de nombreux éléments qu'il convient d'envisager sous un jour nouveau.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) *Traité de Zoologie*, dirigé par P.-P. Grassé, t. XI, Masson, Paris, 1948.

ENDOCRINOLOGIE. — *L'effet de l'obscurité continue sur la fixation de* ^{131}I *dans la thyroïde des Grenouilles* (Rana esc. *et* R. temp.). Note de M. **Georges Čehović**, présentée par M. Robert Courrier.

Chez des grenouilles tenues de 5 à 7 jours à l'obscurité, on observe une diminution de la fixation de ^{131}I dans la thyroïde et un rapport H/P augmenté : signes d'une diminution de l'activité thyroïdienne. La fixation de l'iode, très forte dans la peau de l'abdomen, est encore accrue après obscurcissement.

Dans une Note précédente (1), nous avons exposé qu'à la suite des travaux de R. Courrier et coll. (2) démontrant une fixation élective de la thyroxine marquée dans la posthypophyse de certains animaux (Lapin, Singe), nous avons entrepris d'étudier les rapports de la thyroïde et de l'hypophyse chez la Grenouille. Nous avons constaté chez celle-ci une fixation élective de ^{131}I dans le lobe intermédiaire de l'hypophyse. En même temps, nous avons signalé une très grande fixation dans la peau et surtout dans celle de l'abdomen.

Le rôle de la lumière sur l'activité préhypophysaire gonadotrope a été étudié par de nombreux auteurs (*voir* J. Benoit et I. Assenmacher) (3); mais son effet sur la fonction thyroïdienne a été plus négligé et les recherches ont souvent donné des résultats contradictoires en raison de la durée des expériences et des espèces différentes utilisées.

G. Puntriano et J. Meites (4) ont observé, chez la Souris, que l'obscurcissement (28 jours) augmente la fixation de ^{131}I dans la thyroïde. La lumière continue a l'effet inverse.

A. Woitkiewitch (5) a signalé une activité métamorphogénétique plus grande des hypophyses des grenouilles éclairées par rapport à celles tenues à l'obscurité (5-15 jours). Dans une Note ultérieure, cet auteur (6) trouve, chez la Tortue (*Testudo horsfieldi*), les mêmes résultats après 5 et 12 jours d'éclairement; mais ceux-ci sont inversés après 35 jours d'éclairage ou d'obscurcissement. D'ailleurs A. Psychoyos (12) trouve qu'un éclairage court (6 jours) chez le Rat augmente un peu la fonction thyroïdienne et qu'un éclairage plus long (25 jours) la diminue. L'obscurité continue pendant 25 jours augmente la fonction thyroïdienne.

Dans nos recherches (mai 1956-février 1957), nous avons utilisé la technique déjà décrite (1), mais nous avons mis dans le récipient 100 ml d'eau par grenouille au lieu de papier filtre humide. Les grenouilles (*R. esc.* et *R. temp.*) étaient tenues à l'obscurité continue pendant 5 ou 7 jours. Les témoins étaient éclairés pendant 9 h par jour (lampe mate 75 W, $h = 50$ cm); toutes les autres conditions étaient semblables.

^{131}I était injecté dans le sac lymphatique dorsal, et les animaux sacrifiés après 110 ou 120 h. Pour éliminer les causes d'erreur dues aux difficultés de prélèvement total de la thyroïde [*voir* S. A. Matews (7)], nous avons découpé. toujours de la même façon, un morceau de la trachée portant cette thyroïde (environ 0,25 cm^2). En choisissant pour une même expérience des animaux de même poids, nous avons injecté à chacun la même dose de ^{131}I (20 ou 30 μC) et comparé la fixation chez les traités et les témoins.

Le deuxième critère utilisé était le rapport de la radioactivité des hématies et du plasma décrit par R. Courrier et coll. (8) comme test très précis de la fonction thyroïdienne; tenant compte que la thyroxine

marquée n'entre pas dans les hématies, la diminution de ce rapport est signe d'une plus grande activité thyroïdienne.

Dans nos premières expériences de mai à juillet 1956, le rapport H/P était chez les témoins de 0,51 à 0,52; d'octobre à février, il était de 0,39 à 0,43. Cette modification du rapport H/P ainsi que l'augmentation de la fixation d'iode observée chez les témoins sont le signe d'une activité accrue de la fonction thyroïdienne à l'approche de la saison de reproduction,

En tenant les grenouilles à l'obscurité, dans les conditions décrites. pendant 5 ou 7 jours, nous avons observé, indépendamment de la saison, une nette diminution de la fixation de ^{131}I dans la thyroïde, et une augmentation du rapport H/P. Les modifications du rapport H/P étaient toutefois plus grandes dans la période d'octobre à février.

La fixation de ^{131}I dans les thyroïdes des grenouilles tenues à l'obscurité dans la première période était de 35-56 % et dans la deuxième de 46-58 % par rapport aux témoins.

Les rapports H/P étaient en moyenne de 0,71 à 0,81 (témoins 0,51-0,52) dans la première, et de 0,71 à 0,73 (témoins 0,39-0,43) dans la deuxième période.

Nous exposerons, dans une Note ultérieure, les moyennes de plusieurs expériences en comparaison avec les résultats obtenus parallèlement avec l'intermédine.

Ces résultats montrent que l'obscurcissement pendant 5 ou 7 jours diminue considérablement, chez la Grenouille, la fonction thyroïdienne.

P. Florentin et F. Stutinsky [*voir* (1)] interprètent les modifications qu'ils ont observées dans les hypophyses de grenouilles tenues à l'obscurité comme un signe de l'arrêt de sécrétion de l'hypophyse, ce qui serait en concordance avec nos résultats.

La lumière, par les relais hypothalamo-hypophysaires, aurait ainsi chez les grenouilles une action très nette sur la fonction thyroïdienne.

Les résultats de G. Puntriono (8), qui montrent une augmentation de la fixation de ^{131}I chez la Souris tenue à l'obscurité, exigent une analyse spéciale. D'abord le temps d'obscurcissement était très long (29 jours) et A. Woitkiewitch (6) a déjà noté chez la Tortue que le prolongement de la durée d'éclairage ou d'obscurcissement inverse l'effet, peut-être par épuisement. D'autre part, il est bien connu que la Souris et le Rat ont une vie nocturne active. Les recherches de W. Appel et K. Hansen (9) et celles de Eskin (10) montrent une baisse des éosinophiles dans le sang des rats pendant la nuit et une augmentation des 17-cétostéroïdes dans l'urine par rapport aux chiffres obtenus pendant le jour (ces rythmes étant inverses chez l'Homme et le Chien). Eskin a observé de plus que l'éclairage ou l'obscurité continus font disparaître ce rythme; il essaie d'expliquer par la vie nocturne des rats, les différences de rythme observées

par Appel et Hansen et d'autres chez le Rat et la Souris d'une part, et chez l'Homme et le Chien d'autre part.

En étudiant la neurocrinie hypophysaire chez la Grenouille et le Crapaud tenus à l'obscurité, P. Florentin [11] trouve des résultats contraires. Il constate que l'obscurcissement, qui met au repos l'hypophyse de la Grenouille, excite au contraire celle du Crapaud. Il suppose aussi que cette différence est due à la vie nocturne du Crapaud.

Les résultats de nos expériences, obtenus à l'aide de méthodes plus aptes à montrer l'état réel de la fonction thyroïdienne (emploi de ^{131}I), mettent en évidence le rôle important de la lumière chez la Grenouille sur la fonction thyroïdienne et contribuent à l'interprétation des images histologiques observées dans l'hypophyse de ces animaux.

La concentration de ^{131}I dans la peau des grenouilles, et son augmentation après l'obscurcissement, ainsi que sa fixation élective dans le lobe intermédiaire, nous ont amené à étudier le rôle de l'intermédine dans ce mécanisme, rôle qui fera l'objet d'un autre travail.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1450.
(2) R. Courrier, A. Horeau, M. Marois et F. Morel, *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 776.
(3) *J. Physiol.*, 47, n° 3, 1955, p. 427.
(4) *Endocrinology*, 48, n° 2, 1951, p. 217.
(5) *C. R. (Doklady) Acad. Sc. U. R. S. S.*, 43, n°8, 1944, p. 357.
(6) *Ibid.*, 45, n° 9, 1944, p. 396.
(7) *Amer. J. Physiol.*, 162, n° 3, 1950, p. 590.
(8) R. Courrier, F. Morel, A. Colonge et S. André, *Comptes rendus*, 238, 1951, p. 425.
(9) *Deutsch. Arch. f. klin. Med.*, 199, n° 5-6, 1952, p. 530.
(10) I. A. Eskin et G. Widawskaïa, *Probl. endokrin. i hormonoterapii.*, *Moscou*, 2, n° 1, 1956, p. 82.
(11) *C. R. Soc. Biol.*, Paris, 126, 1937, p. 331.
(12) A. Psychoyos, *C. R. Soc. Biol.*, séance de février 1957.

EMBRYOLOGIE CHIMIQUE. — *Modifications chimiques accompagnant le développement embryonnaire d'*Artemia salina *L.* Note (*) de Mlle **Janine Dutrieu**, présentée par M. Louis Fage.

Chez *Artemia salina*, l'embryogenèse, très courte, ne s'accompagne pas d'une perte de poids. En effet, le poids sec d'un million d'œufs est de 4 g dont 2,7 g pour les embryons [1]; le poids sec d'un million de nauplius est de 2,87 g. En tenant compte de l'absorption des sels minéraux lors du gonflement de l'embryon par l'eau de mer, on peut dire que l'embryogenèse s'effectue à poids sec constant : comme, à part les sels, il n'y a pas d'emprunts au milieu extérieur, les modifications chimiques ne pourront être que des transferts de catégories.

Le nauplius contenant 75 % d'eau, l'embryon fixe en moyenne trois fois son poids d'eau.

Très perméable à l'eau, la coque est imperméable aux chlorures pendant toute la durée du développement. L'œuf contient initialement 2,5 ‰ de chlore (par rapport au poids sec). Après 30 h de séjour dans l'eau de mer, cette teneur n'a pratiquement pas augmenté. Par contre, le nauplius venant d'éclore contient environ 13 ‰ de chlore. La pénétration massive des chlorures s'effectue seulement après l'éclosion, dans l'organisme du nauplius.

La teneur en phosphore total reste constante : 1 % chez l'embryon et le nauplius.

Protides. — Si l'on se contente de les calculer d'après l'azote total, on en conclura qu'ils ne changent pas et sont simplement transférés (48 à 49 % du poids sec chez l'embryon et chez le nauplius).

Mais si l'on ne compte comme « protides » que le produit, par le coefficient 6,25, de la quantité d'N du résidu insoluble dans l'alcool bouillant, il n'en est pas de même :

On trouve, dans le nauplius, seulement 34 à 35 % de protides, contre 46 à 47 % chez l'embryon. En réalité ces protides, qui paraissent avoir disparu, se sont scindés en corps plus simples, solubles dans l'alcool bouillant. Ces extraits des nauplius sont en effet beaucoup plus azotés (30 % de l'N total des animaux) que ceux des embryons qui ne représentent que 3 % de l'N total des embryons.

On peut donc conclure que les protides ne sont pas intégralement transférés au cours du développement embryonnaire, mais qu'une notable fraction demeure dans le nauplius, à l'état de corps moins complexes et de moindre poids moléculaire que dans les réserves embryonnaires.

Lipides. — On observe une forte augmentation relative (ils passent de 13 à 14 % chez l'embryon à 23-24 % chez le nauplius) et absolue (puisque l'embryogenèse se fait à poids constant).

Cette augmentation porte :

1° sur l'insaponifiable, qui passe de 4,8 à 12 % des lipides; c'est un accroissement à la fois absolu et relatif;

2° sur les acides gras, par un accroissement surtout absolu, car la teneur des lipides en acides gras passe seulement de 60 à 64 %.

Glycogène. — On observe un accroissement notable : de 3,8 à 6,5 %.

Les lipides et le glycogène s'accroissent, sans emprunt au milieu extérieur. A quelle source l'embryon emprunte-t-il les matériaux de cette synthèse ?

Sources de la synthèse. — L'embryon contient une quantité notable d'extraits, fraction soluble dans l'alcool bouillant (donc ni protides,

ni glycogène) et très insoluble dans l'alcool froid (mais, donc non lipidique) soluble dans l'eau froide.

Cette fraction est : *a.* dépourvue de phosphore; *b.* très pauvre en N (1,5 %); *c.* non réductrice (pas de sucres simples libres), mais après hydrolyse acide prolongée, elle cède une grande quantité de glucose (la moitié du poids des extraits).

Les extraits de l'embryon sont donc pour la plus grande partie des composés glucidiques : soit des holosides de faible poids moléculaire, soit des glucosides dont l'aglucome ne serait ni azoté, ni phosphoré.

Chez le nauplius, on trouve encore beaucoup d'extraits. Mais avec les mêmes caractères de solubilité, ce ne sont pas les mêmes substances que dans les extraits de l'embryon. Ceux-ci, après hydrolyse, cédaient 50 % de glucose, ceux du nauplius n'en cèdent que 3 %. *Presque tout le glucose des extraits embryonnaires disparaît pendant l'embryogenèse* pourtant très courte; c'est évidemment ce glucose qui sert à synthétiser le glycogène (la plus grande partie des glucides du nauplius se trouve sous forme de glycogène, alors que la plus grande partie des glucides de l'embryon était constituée par le glucose combiné des extraits). C'est très probablement aussi le glucose qui est utilisé pour la synthèse des acides gras.

L'étude de la consommation d'oxygène et du quotient respiratoire va apporter la confirmation de ces résultats.

Consommation d'oxygène et quotient respiratoire chez l'embryon et le nauplius. — La consommation d'oxygène a été étudiée par la méthode manométrique directe de Warburg, qui permet, parallèlement, la mesure du quotient respiratoire. On opère à 30°, dans une solution saline de composition proche de celle de l'eau de mer, mais sursalée et non bicarbonatée,

Les mesures ont été faites sur des œufs durables immergés pendant des temps variables. Si l'on excepte les deux ou trois premières heures d'immersion, pendant lesquelles les œufs gonflent, la consommation d'oxygène est régulière jusqu'à l'éclosion : elle oscille aux alentours de 230 mm^3/h pour 100 mg de poids sec.

Le quotient respiratoire, mesuré après une immersion de 6 à 8 h, est de 1 à 1,05. Cette valeur très élevée montre bien une utilisation de glucides, et même leur transformation, au moins partielle, en lipides.

Chez le nauplius issu de l'œuf durable, la consommation d'oxygène augmente brutalement : elle passe à 1000 mm^3/h pour 100 mg de poids sec. Ceci est sans doute en rapport avec la nage très active de la larve.

Par contre, on observe une chute du quotient respiratoire qui passe de 1 chez l'embryon à 0,70 chez le nauplius. Celui-ci, après avoir épuisé ses réserves glucidiques, utilise des réserves lipidiques que l'analyse chimique a montrées très abondantes.

Des recherches sont en cours pour déterminer l'influence possible de la

dessiccation préalable sur la consommation d'oxygène des œufs durables, pour comparer les consommations d'oxygène des œufs durables et des œufs à développement immédiat, et pour étudier la physiologie des deux sortes de nauplius.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 98.

ENTOMOLOGIE. — *Étude des substances antibiotiques présentes chez* Apis mellifica *et chez quelques Insectes sociaux*. Note de M. **Pierre Lavie**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

White (1) avait constaté la pauvreté de la flore bactérienne des Abeilles et de divers produits prélevés dans la ruche. Le protocole de ses expériences m'a permis de supposer qu'il pouvait exister une substance antibiotique à la surface du corps de l'Abeille. Des publications plus récentes de Pavan (2) prouvent la présence de tels antibiotiques chez de nombreux Insectes, notamment chez les Hyménoptères. Cet auteur s'est attaché principalement aux substances antibiotiques extraites des Fourmis et bien qu'ayant retrouvé de tels corps chez l'Abeille, il ne s'y est pas attardé.

Dès 1955, j'ai constaté, lors d'expériences préliminaires, que les diverses parties de l'Abeille plongées dans un milieu nutritif convenable inhibaient tout développement bactérien dans ce milieu. Par la suite, j'ai extrait de l'Abeille de diverses manières une substance antibiotique thermostable. La meilleure extraction est réalisée par l'alcool à chaud dans un appareil de Soxhlet. La macération à froid dans l'alcool pendant 2 à 3 mois donne également de bons résultats. Par contre, l'extraction est mauvaise par l'acétone à chaud et l'eau bouillante et nulle par l'éther et le chloroforme. L'extrait alcoolique est évaporé, le résidu repris par l'eau chaude, est ensuite ajouté à un milieu de culture en quantités variables. On constate alors *in vitro*, l'action antibiotique de l'extrait sur une trentaine de souches bactériennes, avec parmi elles des *Salmonella*, *Escherichia coli*, *Proteus*, *Bacillus pyocyaneus* et *Bacillus subtilis Caron*. Le venin d'Abeille est antibiotique mais je l'ai exclu en pratiquant l'extraction à partir d'insectes sans abdomen. L'extrait de tête et thorax contient beaucoup plus de substances actives que l'extrait d'abdomens seuls.

Variations suivant la caste. — *Les extraits de mâle* prélevés à divers stades sont totalement inactifs, alors qu'un *extrait de reine* a montré une action positive sur *Bacillus subtilis Caron*. Toutes les expériences qui vont suivre ont porté sur les ouvrières.

Variations suivant la race. — Les Abeilles *noires communes* contiennent moins d'unités actives que les *Caucasiennes* et les *Italiennes*. J'ai trouvé aussi quelques différences mais plus minimes à l'intérieur d'une même race, entre les extraits d'Abeilles provenant de ruches et de régions diverses.

Variations avec l'âge. — Les larves débarrassées de gelée royale et les nymphes ne contiennent pas d'antibiotiques, ni les Abeilles nouveau-nées. L'extrait d'ouvrière de 1, 2 ou 3 jours est peu actif. Il semblerait qu'une *maturation du tégument* soit nécessaire à l'apparition de telles substances. Le maximum d'activité antibiotique se situe chez les Abeilles âgées de 6 à 12 jours pour baisser ensuite à des valeurs faibles chez les butineuses et descendre presque à zéro chez de très vieilles Abeilles et chez les Abeilles orphelines depuis assez longtemps. Les cadavres, un mois après la mort contiennent encore l'antibiotique, sauf s'ils ont subi un commencement de décomposition. J'ai trouvé que les ouvrières provenant de colonies d'Abeilles malades (nosémose, loque américaine et loque européenne) renferment aussi des quantités presque égales d'antibiotique.

Répartition des substances antibiotiques dans la ruche. — Des extraits de substances diverses prélevées dans les ruches m'ont montré la présence d'antibiotiques, mais ceux-ci n'ont pas tous la même action sur les souches bactériennes ayant servi de test et certains, à l'inverse de la substance extraite de l'Abeille, passent très facilement dans l'acétone ou l'eau bouillante. Ont été étudiés, les extraits de propolis, de vieux rayons de cire (sans pollen, ni miel), de pollen entreposé dans les cellules, l'inhibine du miel, les extraits de gelée royale. Les extraits de propolis sont de beaucoup les plus actifs; avec les extraits de pollen nous avons obtenu une action antibiotique du même ordre de grandeur que celle obtenue avec les pollens des pièges à pollen (R. Chauvin et P. Lavie) ([3]).

Recherche de substances antibiotiques chez d'autres Insectes. — J'ai étendu cette étude à d'autres Insectes sociaux. Parmi ceux-ci, *Formica rufa* et *Reticulitermes lucifugus* possèdent le plus grand nombre d'unités actives par rapport au poids initial du matériel. Renferment également un antibiotique : *Vespa crabro et Xylocopa violacea.* Je n'ai pu déceler de telles substances chez *Bombus hortorum, Bombus terrestris, Vespa germanica* ni chez *Blatella germanica.*

Conclusion. — Les substances antibiotiques présentes dans le tégument de nombreux Insectes sociaux ont probablement un rôle dans la vie sociale. En effet, le groupement de plusieurs centaines et même de plusieurs milliers d'individus dans un espace confiné peut favoriser le développement de maladies microbiennes contagieuses à l'intérieur du nid. La présence d'antibiotiques à la surface du corps des Insectes (et chez les Abeilles

à la surface du nid lui-même) assure peut-être, dans une certaine mesure, une défense naturelle contre les épizooties.

(1) U. S. Department of Agriculture, Bureau of Entomology, Technical series, 14, 1905, p. 5-46.
(2) *La Ricerca Scientifica*, 9, 1949, p. 1-91; *Bollettino dell'Istituto Sieroterapico Milanese Serafino Belfani*, 31, 1952, fasc. 3-4, p. 195-208; fasc. 5-6, p. 232-245.
(3) *Ann. Inst. Pasteur*, 2369, 90, 1956, p. 253.

(*Station de Recherches Apicoles, Institut national des Recherches agronomiques, Bures-sur-Yvette, Seine-et-Oise.*)

PROSTITOLOGIE. — *Le flagelle interne d'une Chrysomonadale :* Chromulina psammobia. Note de MM. **Emmanuel Fauré-Frémiet** et **Charles Rouiller**, présentée par M. Maurice Caullery.

Chromulina psammobia (Chrysomonadale) possède un flagelle externe et un flagelle interne, très court, qui s'insère étroitement dans la concavité du stigma.

L'examen de *Chromulina psammobia*, à l'état vivant comme après fixation et coloration, accuse la présence d'un flagelle antérieur unique, conformément aux caractéristiques du genre. Par contre, l'examen au microscope électronique de sections ultrafines de cette même Chrysomonadale révèle la présence d'un second flagelle, très court et inclus dans le cytoplasme. *C. psammobia* est donc une espèce hétérokontée possédant à la fois un flagelle externe et un flagelle interne.

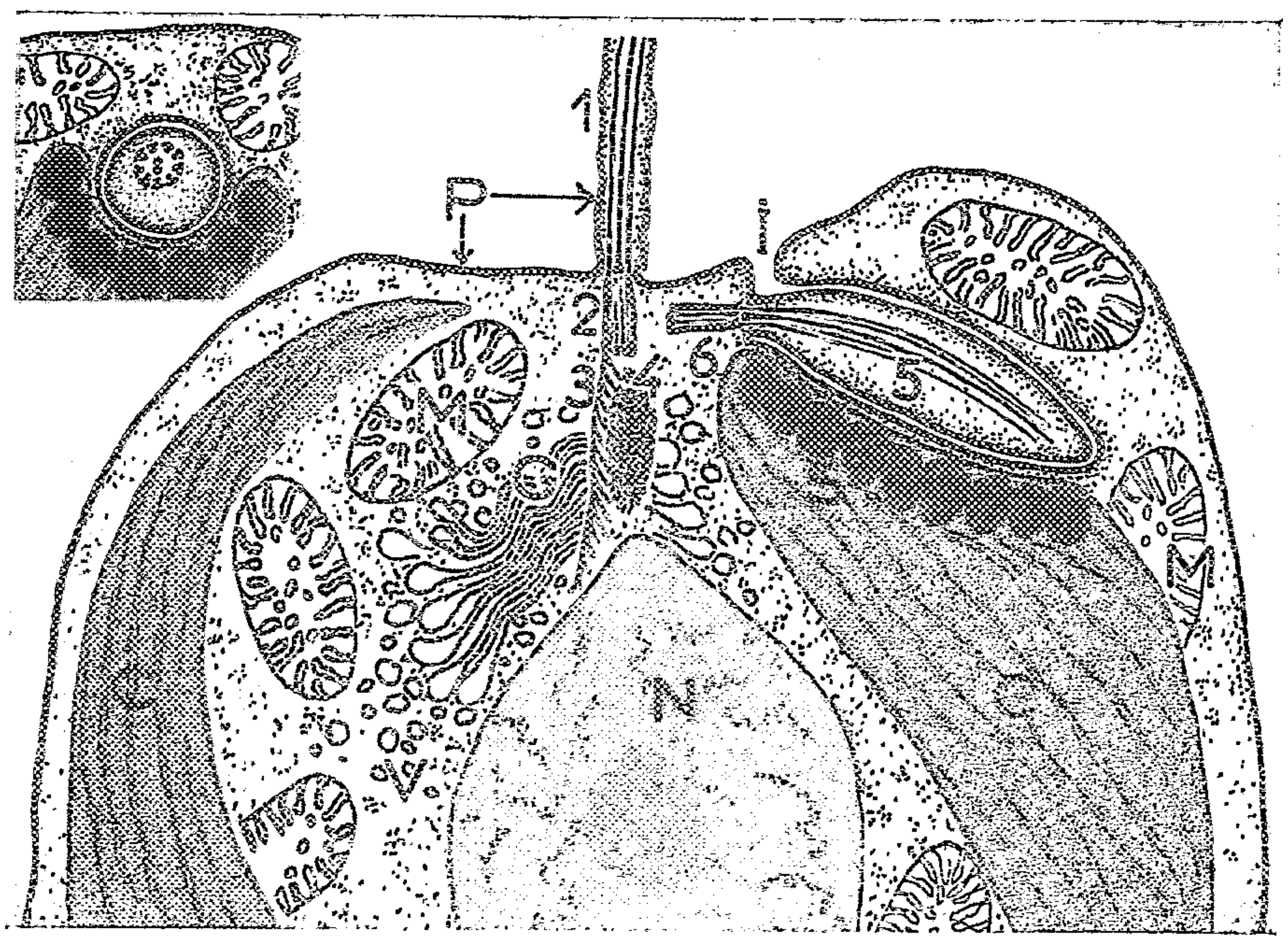
Le flagelle externe ne se singularise par aucune particularité; son cinétosome tubulaire est prolongé postérieurement par un rhizoplaste obliquement strié, qui se dirige vers le noyau, puis contourne sa surface; une telle structure [qui rappelle le ruban axial de *Pyrsonympha* d'après P.-P. Grassé, 1957 (1)] est connue chez une autre Chrysomonadale *Synura caroliniana* [I. Manton, 1955 (2)]. De plus, chez l'une et l'autre de ces espèces, un corps de Golgi, bien caractérisé comme un empilement de saccules aplatis à parois lisses, dont les bords se vésiculisent, est situé sur le côté du rhizoplaste et du noyau.

Le flagelle interne de *Chromulina* est issu d'un second cinétosome tubulaire situé tout près du premier, mais orienté perpendiculairement à sa surface et parallèlement à la surface du corps. Au niveau de son col, la membrane cellulaire périphérique s'enfonce en laissant un étroit pertuis superficiel et s'invagine latéralement et profondément, en constituant tout à la fois la membrane propre du prolongement flagellaire et le revêtement interne de la chambre dans laquelle ce prolongement est logé.

Le prolongement flagellaire interne, issu de son propre cinétosome, est court et fortement renflé en forme de fuseau; il possède un faisceau axial, typiquement composé de $9 + 2$ fibrilles, excentriquement allongé à travers l'épaisseur de la matrix homogène.

Le caractère particulier de ce flagelle interne s'accentue bien davantage si l'on considère sa coaptation avec le stigma réalisé par l'étroite insertion de la chambre flagellaire dans la dépression cupuliforme de cet organite.

Comme chez les autres Phytoflagellés examinés au microscope électronique ([3]), la « tache oculiforme » de *Chromulina* est constituée par la juxta-



Partie anterieure de *Chromulina psammobia* schématisée en combinant les indications de plusieurs micrographies électroniques. N, noyau; M, mitochondries; G, corps de Golgi; V, vacuoles; C, chromoplastes; S, stigma; P, pellicule périphérique; I, invagination de la pellicule P limitant la chambre du flagelle interne et recouvrant la surface de ce dernier. 1, flagelle externe; 2, son corpuscule basal (cinétosome); 3, lame rhizoplastique; 4, masse dense (centrosome?); 5, flagelle interne; 6, son cinétosome. *En cartouche*, section transversale du flagelle interne 5, montrant le faisceau axial avec ses neuf fibrilles périphériques (apparemment doubles) et les deux fibrilles centrales.

position de petites chambres ovoïdes, contenant le pigment caroténoïde; ces éléments sont différenciés dans la substance du plaste, et recouverts par sa membrane propre. I. Manton et B. Clarke ont montré comment, chez le spermatozoïde de *Fucus*, le flagelle récurrent vient adhérer à la surface cellulaire sur toute la largeur du stigma, pour se libérer au-delà. Chez *Chromulina*, le flagelle est entièrement intracytoplasmique et réduit à sa portion stigmatique, ce qui paraît indiquer une différenciation plus profonde. On remarquera, d'autre part, que, dans l'un et l'autre cas, trois

membranes restent interposées entre les deux organites coaptés, soit : la membrane du chromoplaste, la paroi du corps, celle du flagelle.

On sait que, chez les Euglènes, on a supposé le rôle photorécepteur du corpuscule paraflagellaire situé face au stigma. Chez *Chromulina*, l'association étroite d'un flagelle spécialisé et de la tache oculiforme suggère également l'idée d'un dispositif sensoriel; elle évoque en particulier la structure du segment externe des cellules visuelles telle que la microscopie électronique la montre chez les Vertébrés (4).

(1) *Arch. Biol.*, 67, 1957, p. 595-611.

(2) *Proc. Leeds Philosoph. Soc.*, 6, 1955, p. 306-316.

(3) J. J. WOLKEN et G. E. PALADE, *Ann. New York Acad. Sc.*, 56, 1953, p. 873-889; R. SAGER et G. E. PALADE, *Exp. Cell Res.*, 7, 1954, p. 584-588; I. MANTON et B. CLARKE, *J. Exp. Bot.*, 7, 1956, p. 416-432.

(4) *Voir* F. S. SJÖSTRAND, *Internat. Rev. Cytology*, 5, 1956, p. 455-533.

(Collège de France, Paris.)

PROTISTOLOGIE. — *Ciliature somatique et ciliature buccale chez* Disematostoma tetrædrica *(Cilié Holotriche)*. Note de Mlle **MADELEINE ROQUE**, présentée par M. Maurice Caullery.

Après les travaux de Lauterborn et de Fauré-Frémiet, les Ciliés du genre *Disematostoma* sont maintenus par Kahl (1), parmi les Holotriches Hyménostomes, dans la famille hétérogène des Frontoniides. Ce sont des formes d'eau douce claire, planctoniques, abondantes en automne et en hiver, se nourrissant d'Algues et de Diatomées. Les espèces *Disematostoma bütschlii* (Lauterborn, 1894) et *Disematostoma tetrædrica* (Fauré-Frémiet, 1924) possèdent des Zoochlorelles symbiotiques.

Disematostoma tetrædrica (*fig.* 1) a une silhouette caractéristique lorsqu'il est vu en nage libre dans des conditions de température et de nutrition les plus proches de celles de son milieu naturel. Sa face dorsale est relevée en carène. Le pôle apical correspond à la partie élargie, tronquée, dirigée en avant au cours de la nage. Il porte la bouche. La pointe est bilobée, parcourue par un sillon superficiel; c'est le pôle antapical.

La longueur de ce Cilié est de 100-120 μ. La largeur maximum apicale est approximativement égale à la moitié de la longueur. La bouche est proximale et s'ouvre dans une fosse vestibulaire peu profonde, qui occupe un peu plus du tiers antérieur de la face ventrale. Le vestibule rejoint le pôle apical suivant une ligne en ovale effilé; son bord postérieur est parallèle à la ligne équatoriale. Deux lèvres ectoplasmiques soutenues par de fines baguettes fibreuses, délimitent la fente buccale, à droite et à gauche, et donnent accès dans le cytostome.

Le pore de la vacuole pulsatile est situé à la base de la carène dorsale, légèrement déjeté sur sa gauche, au niveau de la ligne médiane transverse.

La ciliature somatique, dense et serrée, comporte 80 cinéties environ, dont la disposition d'ensemble correspond à l'organisation fondamentale de la ciliature somatique, en cinéties méridiennes et bipolaires [Chatton et Lwoff; *voir* Lwoff ([2])]. Quelques détails de structure sont à noter :

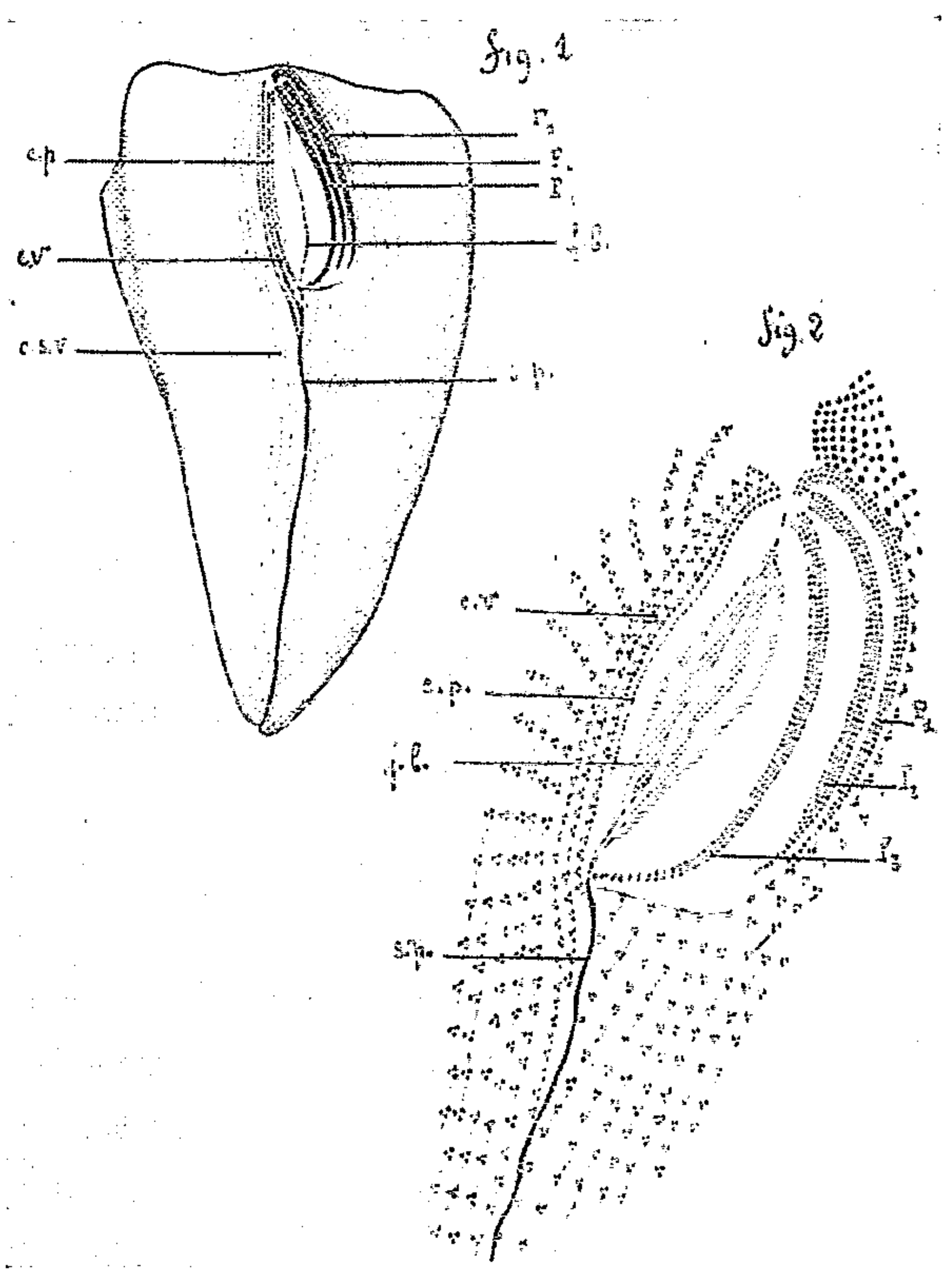


Fig. 1. — Figure schématique de la face ventrale.

Fig. 2. — Ciliature buccale. — P_1 et P_2, Péniculi; P_3, Troisième polycinétie; c. p., cinétie parorale; c. v., cinéties vestibulaires; c. s. v., cinéties somatiques ventrales (quelques-unes seulement sont représentées); f. b., fente buccale; s. p., suture postorale.

Les cinéties dorsales, qui convergent depuis le pôle apical vers le pôle antapical, n'atteignent pas toutes l'extrémité postérieure. Elles s'affrontent obliquement, en chevrons, en arrière du pore de la vacuole pulsatile, sur la ligne médiodorsale longitudinale. Ainsi, les cinéties marginales sont les plus longues, tandis que les cinéties médianes sont les plus courtes, ne dépassant pas la moitié de la longueur du Cilié.

La plupart des cinéties ventrales vont d'un pôle à l'autre et sont parallèles à la suture postorale, ligne médiane passant par l'axe buccal et le pôle antapical. Mais, trois cinéties (cinéties vestibulaires), qui longent la

fosse vestibulaire, à droite, s'arrêtent à des hauteurs différentes, sur la suture postorale et sur sa droite. Quatre autres cinéties (cinéties postorales) d'inégale longueur, sont localisées entre la limite postérieure de la bouche et la gauche de la suture postorale.

Les cinéties situées à gauche de la zone péristomienne s'infléchissent pour la contourner, avant d'atteindre le pôle antérieur.

Les cinétosomes groupés trois par trois, en triangle, sont relativement espacés sur les cinéties et réunis par une très fine ligne argyrophile. La disposition de ces groupes cinétosomiens est constante et typiquement régulière sur les trois cinéties vestibulaires; elle permet de les distinguer des autres cinéties somatiques.

La suture postorale est soulignée par une strie fortement imprégnée qui, par le sillon postérieur, contourne le pôle antapical. Elle se prolonge ensuite sur la face dorsale jusqu'au pore de la vacuole pulsatile, en passant par la ligne d'affrontement des cinéties.

La ciliature buccale, chez *Disematostoma tetrædrica*, est constituée par quatre structures distinctes (*fig.* 2).

Ce sont d'abord deux polycinéties (P_1 et P_2) situées à gauche du péristome, parallèles, de direction antéropostérieure. Elles semblent correspondre aux *peniculi* de *Paramecium*. Le groupe le plus externe (P_1) dessine une crosse en avant et comporte généralement trois rangées de cinétosomes serrés; l'autre groupe (P_2) possède quatre rangées de cinétosomes, ordonnés de la même manière.

Un faisceau de quatre à cinq cinéties (P_3) représente la troisième structure. Il est placé encore à gauche de la fente buccale et près d'elle; il suit le trajet des « *peniculi* », mais, plus long qu'eux, il vient tapisser l'arrière de l'infundibulum buccal. Bien que de forme différente, cette troisième polycinétie a un aspect comparable à celui des formations P_1 et P_2. Elle pourrait être l'homologue des *peniculi* ou du *quadrulus* de *Paramecium*.

Enfin, la quatrième structure se trouve à droite de l'échancrure péristomienne. Elle est constituée par des cinétosomes très petits, alignés depuis l'extrémité antérieure de la dépression vestibulaire jusqu'aux 2/3 de sa longueur. Cette cinétie est immédiatement au-dessous de la cinétie vestibulaire la plus profonde (première cinétie vestibulaire). Nous l'appelons « *cinétie parorale* », terme synonyme d'endorale, utilisé dans nos Notes précédentes ([3]). Il nous paraît plus exact, en considération des structures ciliaires orales des Ciliés Hyménotomes du type tétrahyménien [Furgason ([4])].

Nous déduisons de l'étude précédente que *Disematostoma tetrædrica* se rattache étroitement aux Holotriches Hyménostomes Péniculiens [Fauré-Frémiet ([5])].

(1) *Wimpertiere oder Ciliata*, Fischer, Iena, 1930.
(2) *Problems of Morphogenesis in Ciliates*, Wiley, New-York, 1950.
(3) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2592 et 243, 1956, p. 1564.
(4) *Arch. f. Protinstenk.*, 94, 1940, p. 224.
(5) *Bull. Soc. Zool. France*, 75, n°s 2-3, 1950, p. 109.

RADIOBIOLOGIE. — *Sur le pouvoir radioprotecteur du bleu de méthylène.* Note de M. **Jean-Michel Kirrmann**, présentée par M. Pierre-P. Grassé

Le bleu de méthylène étant un agent puissant d'oxydoréduction, bien toléré par le milieu vivant, nous avons pensé qu'il serait intéressant d'éprouver son éventuel pouvoir de radioprotection, au moyen de la technique qui nous a permis d'étudier ce phénomène avec la cystéamine (1954-1955) (1).

1. Technique. — La technique employée consiste à exécuter les opérations suivantes [1955, (2)] :

a. On détruit à l'aide d'un faisceau localisé de rayons X le prosencéphale et les vésicules optiques d'un embryon de poulet de 48 h d'incubation. Cette intervention, pour une dose léthale minimale, produit dans 90 à 100 % des cas, des poulets cyclocéphales et anophtalmes.

b. On traite de la même manière des embryons ayant reçu, au préalable, une injection de bleu de méthylène sur la région prosencéphalique. La quantité injectée est choisie de façon à ne donner ni monstruosité, ni une mortalité trop forte.

c. On compare les résultats obtenus : si la différence entre les proportions de cyclopes obtenus dans les deux cas est significative, le produit est considéré comme un radioprotecteur.

2. Résultats. — *a. Injections.* — Sur 52 embryons ayant reçu une injection de 0,2 mm^3 de solution à 1/200e de bleu de méthylène, 27 sont morts, 12 présentaient des malformations caractéristiques et 13 étaient normaux. Sur 22 embryons ayant reçu une injection de 0,2 mm^3 de solution à 10^{-3} de bleu de méthylène, 8 sont morts, les autres étaient normaux; nous avons donc choisi ce dosage pour faire les irradiations, quoiqu'il entraîne une assez forte mortalité.

b. Irradiations. — Le bleu de méthylène, mis au contact d'un tissu vivant, est absorbé rapidement et décoloré au bout de 18 à 20 h; il a en effet été réduit à l'état de leucodérivé incolore. Nous avons essayé les deux états (oxydé et réduit) de ce composé, dans les expériences de radioprotection :

1° Une injection de 0,2 μg de bleu de méthylène en solution à 10^{-3}, 4 h avant l'irradiation, a donné les résultats suivants (tableau I) :

TABLEAU I.

	Témoins.	Injectés.
Cyclocéphales	13	12
Non cyclocéphales	0	0
Morts	3	8
TOTAL	16	20

On voit que, dans ces conditions, le bleu de méthylène n'exerce aucune radioprotection des ébauches irradiées.

2° 18 h après une injection semblable à la précédente, on constate que la région antérieure a perdu toute coloration, c'est-à-dire que le bleu de méthylène a été entièrement réduit. On pratique alors l'irradiation et l'on obtient les résultats suivants (tableau II) :

TABLEAU II.

	Témoins.	Injectés.	
Cyclocéphales anophtalmes	40		18
Cyclocéphales, non anophtalmes	5	2	26
Anophtalmes, non cyclocéphales		4	
Non anophtalmes, non cyclocéphales		20	
Morts	11		57
TOTAL	56		101

On voit apparaître ici une différence hautement significative ($p < 0{,}01$). Le leucodérivé du bleu de méthylène semble donc être un bon agent radioprotecteur.

3° Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons refait ces expériences en injectant du bleu de méthylène préalablement réduit, soit par un tissu embryonnaire cultivé *in vitro*, soit par du jus d'embryon, et en irradiant l'ébauche embryonnaire 4 h après l'injection. Les résultats sont donnés par le tableau suivant (tableau III) :

TABLEAU III.

	Bleu réduit en culture.		Bleu réduit au jus d'embryon.		Témoins.
Cyclocéphales anophtalmes		2		21	47
Non cyclocéphales, non anophtalmes	2	2	5	12	7
Anophtalmes, non cyclocéphales	0		6		
Cyclocéphales, non anophtalmes	0		1		
Morts		3		9	12
TOTAL		7		42	66

On voit encore apparaître ici une différence significative ($p < 0{,}05$), confirmant le fait que le leucodérivé du bleu de méthylène exerce une action radioprotectrice, vraisemblablement par son pouvoir réducteur.

c. Expériences complémentaires. — Afin d'éliminer certaines causes d'erreur et des hypothèses non valables, nous avons fait quelques expériences complémentaires portant sur deux cas particuliers :

1° Nous avons essayé le pouvoir radioprotecteur du jus d'embryon dilué au liquide de Tyrode;

2° Nous avons essayé le pouvoir radioprotecteur du bleu de méthylène injecté immédiatement après l'irradiation.

Dans aucune des deux expériences, nous n'avons enregistré de résultat significatif.

3. CONCLUSION. — Le leucodérivé du bleu de méthylène protège la région prosencéphalique de l'embryon de poulet contre l'action destructrice des rayons X. Cette action radioprotectrice semble liée au pouvoir réducteur de ce composé.

(1) ÉT. WOLFF et J.-M. KIRRMANN, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1629-1631.
(2) J.-M. KIRRMANN, *Bull. Biol.*, n° 4, 1955, p. 491-509.

(Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France, Paris.)

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité national de Chimie, la délégation française à la XIXe Conférence de l'UNION INTERNATIONALE DE CHIMIE PURE ET APPLIQUÉE, qui aura lieu à Paris, du 16 au 25 juillet 1957, est ainsi composée :

MM. **LOUIS HACKSPILL, CHARLES DUFRAISSE, GEORGES CHAUDRON, RENÉ FABRE**, Membres de l'Académie, **RAYMOND DELABY, MAURICE LETORT, GEORGES CHAMPETIER, JEAN BROCART, YVAN PEYCHÈS, LÉON VELLUZ.**

La séance est levée à 16 h 10 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES D'AVRIL 1957 (*suite*).

Academia R. P. R. filiala Iasi. *Studii si Cercetari stiintifica.* Tomul I, 1950, n^r 1 : *Congruentele de drepte in geometria centro-afina*, de O. MAYER. Anul VI, 1955, n^r 1-2. *Familii* R *de suprafete transversale in congruentele de Drepte*, de O. MAYER; 2 fasc. 24 cm.

Revista universitatii al I. Cuza si a Institutului politehnic din Iasi. T. II, fasc. 1-2, 1955. Extras. *Familii* R *de suprafete transversale in congruente de drepte din spatiul euclidian*, de O. MAYER; 1 fasc. 24 cm.

Analele Stiindifice ale universitatii Al. I. Cuza din Iasi (*Serie noua*). *Sectiunea I* (*Matematica, Fizica, Chimie*). Tomul I, 1955, fasc. 1-2. Extras. *Suprafete aplicabile in geometria centro-afina hyperbolica*, de O. MAYER; 1 fasc. 23,5 cm.

Bulletin mathématique de la Société roumaine des sciences. T. XLV, fasc. 1-2, 1943 : *Sur une généralisation des surfaces développables dans les espaces conformes*, par ADOLF HAIMOVICI. T. XLVI, fasc. 1-2, 1944 : *Sur la notion de quadrique dans un espace à connexion projective*, par ADOLF HAIMOVICI. Bucuresti, Tipografia curtii regale F. Göbl Fii S. A.; 2 fasc. 24 cm.

Annales scientifiques de l'Université de Jassy. Première partie. Extrait du Tome XXIX, 1943, fasc. 1-2. *Sur la géométrie d'un groupe de contact*, par ADOLF HAIMOVICI. Iasi, Tipografia Alexandru A. Terek, 1946; 1 fasc. 24 cm.

Sur une correspondance entre une congruence de droites et une congruence de sphères, par ADOLF HAIMOVICI. Extrait des *Diquisitiones mathematicæ et Physicæ*. T. V, fasc. 1-4, 1946. Bucuresti, Imprimeria nationala, 1946; 1 fasc. 25,5 cm.

Academia republicii populare române. *Lucràrile sesiunii generale stiintifice.* Din 2-12 Junie 1950. Extras. *Correspondente asimptotice intre panzele infasuratoarei unei congruente de sfere*, de ADOLF HAIMOVICI; 1 fasc. 24,5 cm.

Id. *Buletin stiintific.* Tomul II, n^r 5, 1950. Extras. *Asupra geometrii conforme a retelelor finicov*, de ADOLF HAIMOVICI; 1 fasc. 24,5 cm.

Id. *Sectiuna de Stiinte matematice si fizice.* Tomul VI, n^r 1, 1954. *Asupra unor invarianti atasati unei perechi de vectori in spatii cu conexiune afina cu doua dimensiuni*, de ADOLF HAIMOVICI. Tomul VII, n^r 3, 1955 : *Asupra unor invarianti in spatii cu conexiune afinà*, de ADOLF HAIMOVICI; 2 fasc. 24 cm.

Academia R. P. R. *Baza Timisoara Lucrarile consfatiurii de geometrie diferentiala* din 9-12 junie 1955 : *Asupra unor invarianti in spatii cu conexiune afinà*, de Adolf Haimovici; 1 fasc. 24 cm.

Academia R. P. R. Filiale Iasi. *Studii si cercetare stiintifice*, Anul VI, nr 1-2, 1955 : *Spatii cu conexiune afinà care admit notiunea de arie*, de Adolf Haimovici. Anul VII, fasc. 1, 1956 : *Observatii asupra unui fenomen de hysteresis elastic neliniar*, de Adolf Haimovici; 2 fasc. 24 cm.

Analele stiintifice ale universitatii Al. I. Cuza din Iasi. Serie Noua. Sectiunea I, (*Matematica, Fizica, Chimie*). Tomul I, fasc. 1-2, Anul 1955. Extras. *Asupra unor probleme la limità neliniare si unor reprezentari ale functiunilor*, de Adolf Haimovici; 1 fasc. 24 cm.

Revista Universitatii Al. I. Cuza si a Institutului politehnic din Iasi. Tomul II, fasc. 1-2, 1955 : *Observatiuni asupra sistemelor de ecuatii cu derivate partiale liniare de ordinul i cu coeficienti liniari*, de Adolf Haimovici; 1 fasc. 24 cm.

Les grands travaux d'aujourd'hui et de demain, par Roger Simonet. Paris, Calmann-Lévy, 1957; 1 vol. 21 cm.

Discurso de orden pronunciado en il acto academico effectuado el 12 de octubre de 1956 en el paraninfo de la universidad nacional del Zulia, por Hector Cuenca. Maracaïbo, Tipografia Cervantes, 1957; 1 fasc. 22,5 cm.

(*A suivre*)

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 27 MAI 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Gaston Julia** signale à l'Académie la présence de MM. **Georges Alexits**, Membre de l'Académie des sciences de Budapest, Professeur à l'Université de cette ville, et **Bela de Sz. Nagy**, Membre de l'Académie des sciences de Budapest, Professeur à l'Université de Szeged; M. **Joseph Pérès** celle de M. **George Rabotnov**, Membre Correspondant de l'Académie des sciences de l'U.R.S.S.; M. **André Danjon** celle de M. **William Markowitz**, de l'Observatoire naval de Washington; M. **Pierre-P. Grassé** celle de M. **Georges Dementieff**, Professeur de zoologie à l'Université de Moscou; M. **Léon Binet** celle de M. **Nelson Chavès**, Professeur de physiologie à l'Université de Recife (Brésil). M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

HYDRAULIQUE. — *Fermeture instantanée à l'aval d'une conduite à caractéristiques multiples.* Note de M. **Léopold Escande**.

Le maximum d'amplitude des surpressions et dépressions engendrées peut dépasser notablement les valeurs généralement admises.

Dans cette Note nous exposons les résultats que nous avons obtenus en étudiant le maximum d'amplitude des surpressions et dépressions consécutives à une fermeture complète instantanée de l'extrémité aval d'une conduite à caractéristiques multiples.

Cette étude met en évidence des valeurs supérieures à celles que conduirait à envisager, suivant un raisonnement pourtant séduisant *a priori*, la considération du seul tronçon aval, mettant en jeu la vitesse et la célérité les plus élevées.

Considérons, en effet, une conduite télescopique dans laquelle le tronçon aval de longueur L_1 correspond à la plus petite section S_1 et à la plus forte vitesse de propagation des ondes a_1, la vitesse de régime permanent V_{01} étant

donc supérieure à la valeur qu'elle possède dans les tronçons placés plus en amont.

Une fermeture instantanée de l'extrémité aval A engendre immédiatement en ce point une surpression :

$$\xi'_1 = \frac{a_1 V_{01}}{g} = \frac{a_1 q_0}{g S_1} \tag{1}$$

qui subsiste intégralement jusqu'à l'instant

$$\theta_1 = \frac{2 L_1}{a_1},$$

où le retour en A de l'onde réfléchie au changement de caractéristique réduit quelque peu la surpression initiale. On a évidemment

$$\xi'_1 > \frac{a_m V_{0m}}{g}$$

du fait que, par hypothèse, on vérifie les inégalités

$$a_1 > a_m \qquad \text{et} \qquad V_{01} > V_{0m}$$

a_m et V_{0m} désignant les valeurs pondérées moyennes de la célérité et de la vitesse dans l'ensemble des divers tronçons de la conduite.

Le raisonnement auquel nous avons fait précédemment allusion serait alors le suivant.

Si la portion amont de longueur $(L - L_1)$ de la conduite avait les mêmes caractéristiques que le tronçon aval L_1, ξ'_1 donné par l'expression (1) représenterait l'amplitude maximum des surpressions et dépressions consécutives.

Le fait, qu'en réalité, dans cette portion amont de la conduite de longueur $(L - L_1)$ les vitesses V_0 et les célérités a sont respectivement inférieures aux valeurs V_{01} et a_1 semblerait devoir inciter à penser que les surpressions et dépressions engendrées dans la conduite considérée ne pourraient avoir que des amplitudes inférieures ou au plus égales à celle de ξ'_1.

Il n'en est rien et, par le jeu des réflexions successives, les amplitudes de la surpression et de la dépression maxima peuvent dépasser ξ'_1, comme nous allons le montrer.

Considérons le cas particulièrement simple d'une conduite à caractéristiques multiples constituée de deux tronçons correspondant à une égale durée de parcours des ondes

$$\frac{\theta_1}{2} = \frac{L_1}{a_1} = \frac{\theta_2}{2} = \frac{L_2}{a_2}$$

l'indice 1 concernant le tronçon aval Aa, l'indice 2 le tronçon amont aB.

Les données numériques sont les suivantes :

$$q_0 = 0,5 \text{ m}^3/\text{s},$$

$$\xi'_1 = \frac{a_1 V_{01}}{g} = 50 \text{ m} = 2 \frac{a_2 V_{02}}{g},$$

$$\theta_1 = \theta_2 = 1 \text{ s}.$$

Cette valeur commune de θ_1 et θ_2 est prise comme unité de temps pour la construction graphique. La pression statique y_0 est supposée assez grande pour qu'il n'y ait pas de cavitations.

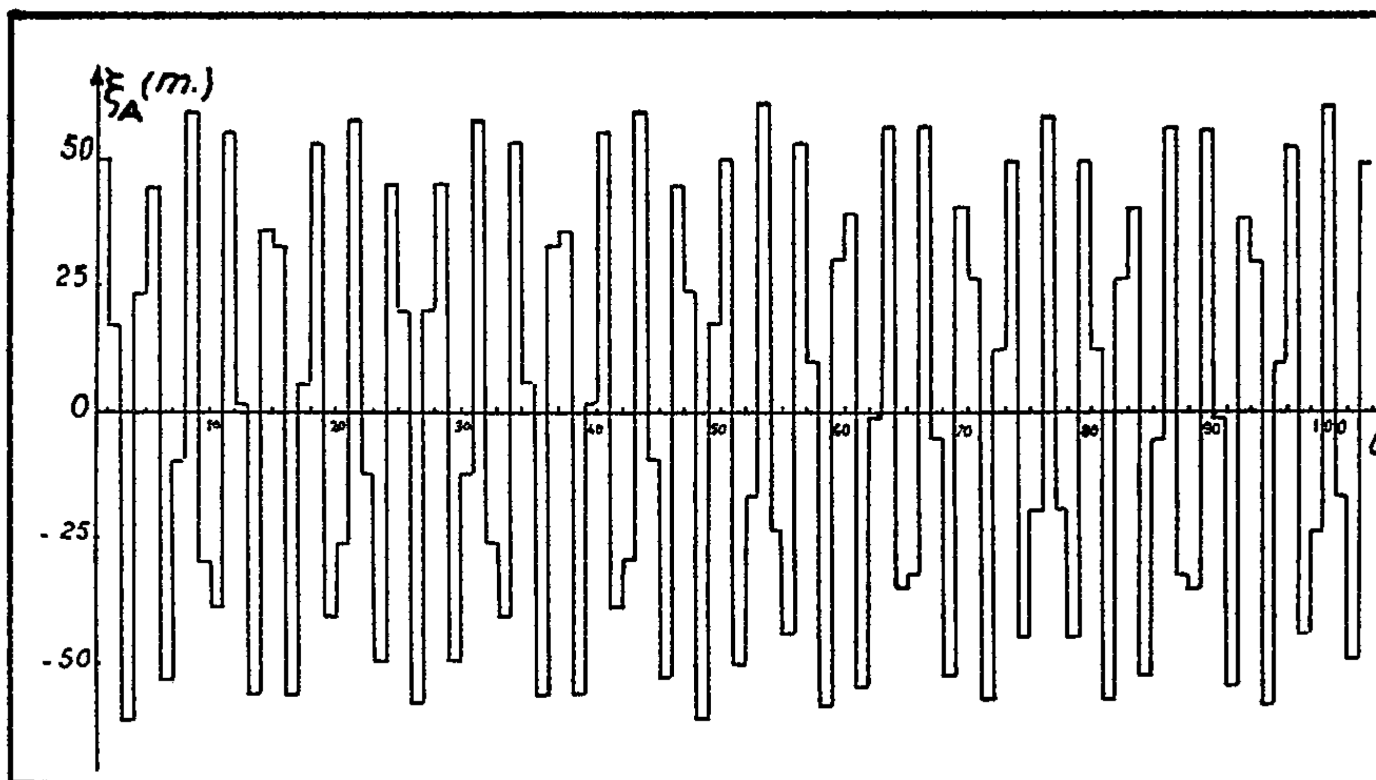


Fig. 1

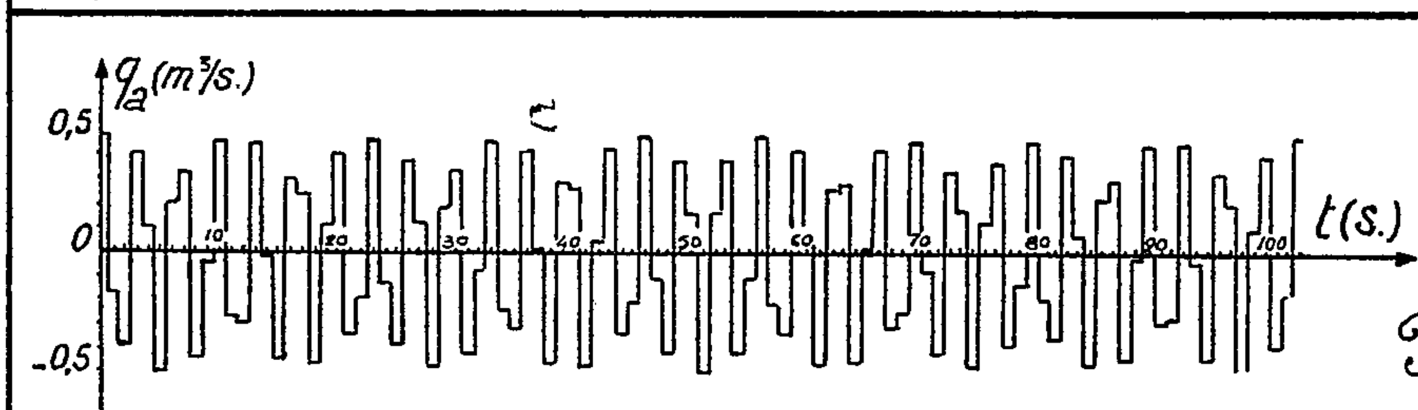


Fig. 2

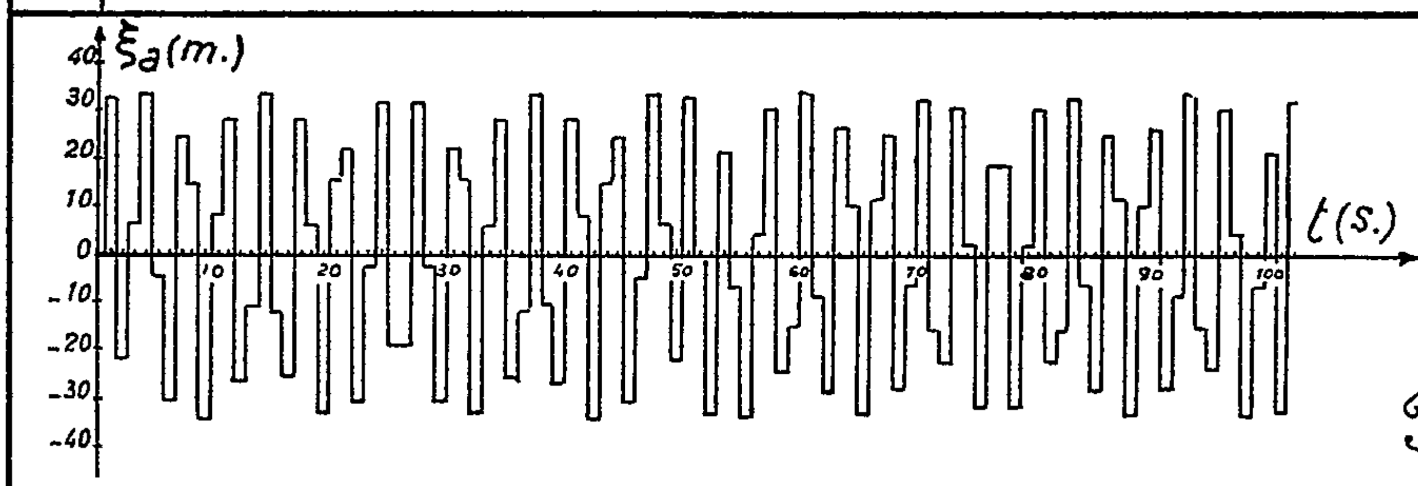


Fig. 3

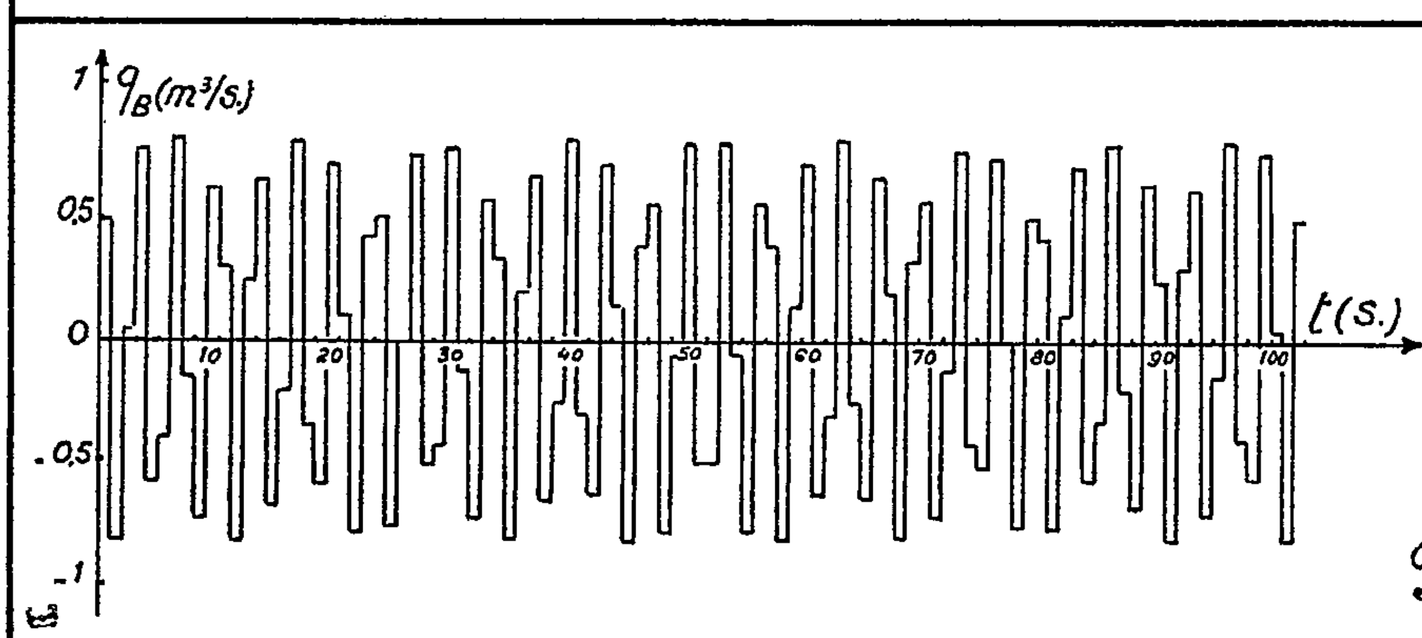


Fig. 4

La construction graphique montre que la surpression obtenue est périodique, de plus, les symétries suivantes apparaissent, en posant $T' = 102$ s :

$$f\left(t+\frac{T'}{2}\right)=-f(t), \qquad f\left(\frac{T'}{4}+t\right)=f\left(\frac{T}{4}-t\right).$$

La figure 1 donne la surpression en fonction du temps, en A.

On voit que la surpression $\xi'_1 = 50$ m, qui règne en A pendant la première seconde, est dépassée, pour la première fois, pendant la 8e seconde, où la surpression atteint 59 m, le maximum maximorum de 61 m étant obtenu pendant la 54e seconde.

En ce qui concerne la dépression maximum maximorum, elle est réalisée d'emblée pendant la 3e seconde, avec la même amplitude de 61 m.

La surpression et la dépression maxima ont donc une amplitude commune de 61 m supérieure de 22 % à $\xi'_1 = 50$ m, ce qui démontre bien le résultat que nous avons énoncé.

En pratique, la dépression maximum intervenant à la 3e seconde, l'onde n'aura guère subi d'amortissement appréciable et la valeur théorique de 122 m sera bien effectivement atteinte : il n'en sera probablement pas de même de la surpression maximum théorique qui ne se produit qu'à la 54e seconde, mais, par contre, la valeur de 118 m, relative à la 8e seconde, aura toutes chances d'être sensiblement réalisée.

Les figures 2 et 3 reproduisent les courbes donnant respectivement en fonction du temps, les débits, d'une part, et les surpressions, d'autre part, au point *a*.

Enfin, la figure 4 est relative au débit en B : on observe l'amplitude des variations qui atteint 0,84 m^3/s, valeur très supérieure à celle de 0,5 m^3/s qui interviendrait dans le cas d'une conduite à caractéristique unique sur toute sa longueur.

MAGNÉTISME. — *Essai d'interprétation de la reptation des cycles d'hystérésis.* Note (*) de M. **Louis Néel.**

L'auteur rappelle d'abord les caractéristiques expérimentales principales des phénomènes de reptation et montre ensuite qu'il est possible de les interpréter en supposant que des cycles successifs d'hystérésis, décrits entre les mêmes limites et identiques macroscopiquement, diffèrent en réalité microscopiquement, en donnant naissance entre domaines élémentaires à des champs de couplage de caractère aléatoire.

Prenons un échantillon de substance ferromagnétique douée d'hystérésis et commençons d'abord à en fixer l'état initial au moyen d'une désaimantation dans un champ alternatif, lentement décroissant jusqu'à zéro à partir d'une valeur initiale élevée vis-à-vis du champ coercitif. Si l'échantillon est alors

soumis à une succession de champs magnétiques alternés $+H_A$, $-H_A$, $+H_A$, ..., symétriques par rapport à l'origine, les cycles successifs obtenus sont pratiquement identiques entre eux à partir du deuxième ou du troisième : en d'autres termes, on observe une fixation du cycle. Il n'en est plus de même pour les cycles dyssymétriques, obtenus en soumettant l'échantillon à des champs successifs H_A, H_B, H_A, H_B, ... tels que H_B soit différent de $-H_A$. Dans ces conditions le cycle aimantation-champ ne se ferme plus et l'on observe un déplacement continuel de l'ensemble du cycle. Ce phénomène aperçu pour la première fois par J. A. Ewing (1) a fait l'objet beaucoup plus récemment d'une étude détaillée de L. Lliboutry (2) qui lui a donné le nom de *reptation*, reprenant ainsi une expression imagée employée par H. Bouasse (3) dans une étude sur les cycles aimantation-torsion.

En supposant que H_B soit un peu inférieur à H_A et de même signe que H_A et en désignant par J_n l'aimantation dans le champ H_B, après la $n^{\text{ième}}$ application du champ H_A, la différence $J_{n+1}-J_n$ serait, jusqu'à la valeur $n=40$, donnée d'après Lliboutry par la formule empirique

$$J_{n+1}-J_n=\frac{B}{1+Kn^{0,9}}.$$

Une formule de ce type avait déjà été utilisée par M. Ascoli (4) pour traduire les effets de chocs successifs sur la valeur de l'aimantation rémanente. Pour des valeurs plus élevées de n, J_n-J_1 serait d'après les travaux très récents de Nguyen Van Dang (5) proportionnel à $(\log n)^a$ avec un exposant a compris entre 0,5 et 1. D'après le même auteur, l'amplitude du phénomène, mesurée dans l'exemple citée plus haut par le coefficient B, passe dans le cas où H_B est égal à zéro par un maximum pour une valeur de H_A voisine du champ coercitif H_c.

Précisons enfin que la reptation paraît constituer une propriété générale de toute substance ferromagnétique polycristalline avec des valeurs qui, exprimées en fonction des coordonnées réduites H/H_c et J/J_s (où J_s est l'aimantation à saturation), sont toujours du même ordre de grandeur.

La reptation n'est pas explicable à partir des modèles classiques habituellement utilisés pour construire des théories schématiques de l'hystérésis : il faut trouver autre chose. A cet effet imaginons, à titre d'hypothèse de travail, qu'un petit champ magnétique de caractère aléatoire vienne se superposer aux champs appliqués H_A et H_B entre lesquels sont décrits les cycles successifs d'hystérésis. Nous donnons à ce champ le nom de *champ de reptation*, et nous lui attribuons les propriétés suivantes.

Nous supposons d'abord que ce champ de reptation varie d'un point à l'autre de l'échantillon et qu'il possède une valeur moyenne nulle par rapport à chacune des coordonnées d'espace. Nous supposons par contre que le champ de reptation en un point donné conserve une valeur constante, indépendante

du temps, aussi longtemps que le champ appliqué H_A (ou H_B) conserve une valeur constante. Il n'existe donc aucune relation entre ce champ de reptation et le champ de fluctuations thermiques que nous avons introduit autrefois pour expliquer le traînage de fluctuations [6] et qui est une fonction aléatoire du temps. Représentons-nous seulement que le champ de reptation se superpose purement et simplement au champ de fluctuations thermiques. Désignons enfin par h_r (champ quadratique moyen de reptation) la racine carrée du carré moyen du champ de reptation.

Après avoir appliqué une première fois le champ H_A et obtenu ainsi une certaine distribution du champ de reptation en fonction des coordonnées d'espace, appliquons le champ H_B puis appliquons une deuxième fois le champ H_A. Nous supposons que la nouvelle distribution du champ de reptation est entièrement indépendante de la distribution initiale. D'une manière générale, nous supposons que toute nouvelle application du champ H_A, après retour au champ H_B, donne une distribution du champ de reptation indépendante des précédentes, mais caractérisée par la même valeur h_r du champ quadratique moyen de reptation.

Remarquons essentiellement ici que ce champ de reptation agissant en un point du cycle d'hystérésis de coordonnées (H_A, J_A) est en réalité associé au cycle d'aimantation tout entier décrit entre les points extrêmes (H_A, J_A) et (H_B, J_B). Si nous considérons une autre série de cycles décrits entre (H_A, J_A) et (H_C, J_C), le champ de reptation qui agit en un même point (H_A, J_A) du cycle est caractérisé par une valeur du champ quadratique moyen de reptation différente de la précédente.

Désignons par $p(x)\,dx$ la probabilité de trouver, en un point donné M de l'échantillon et à la $n^{\text{ième}}$ application du champ H_A, le champ de reptation compris entre $h_r x$ et $h_r(x+dx)$. Adoptons pour p la loi de Gauss

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2}}.$$

Nous admettons ainsi qu'en un point donné M quelconque de l'échantillon les valeurs moyennes du champ de reptation et de son carré, relatives à un très grand nombre de cycles, sont respectivement égales à o et à h_r^2.

Pour achever la description des propriétés du champ de reptation, il faut maintenant introduire une distance de corrélation d_c telle que pour deux points M et M′ de l'échantillon séparés par une distance supérieure à d_c les champs de reptation, à la même $n^{\text{ième}}$ application du champ H_A, soient entièrement indépendants l'un de l'autre et telle que pour deux points séparés par une distance inférieure à d_c les champs de reptation possèdent la même valeur.

Pour déterminer les effets du champ de reptation sur l'aimantation, nous utiliserons les résultats d'une étude antérieure [7] relative aux effets de champs aléatoires successifs. Dans cette étude nous avons montré qu'en désignant

par S_A la susceptibilité irréversible l'application de n champs aléatoires successifs produisait un accroissement d'aimantation égal à $S_A h_m$ en désignant par h_m celui de ces n champs qui est algébriquement le plus grand. C'est précisément l'effet qui se produit dans le voisinage d'un point M quelconque, à l'intérieur d'un domaine centré sur M et de dimensions inférieures à la distance de corrélation d_c. L'effet moyen, correspondant à l'ensemble des domaines analogues au précédent constituant l'échantillon étudié, est le même que l'effet moyen que l'on obtiendrait en renouvelant un très grand nombre de fois à partir du même état initial et au voisinage du même point M l'application d'une série de n champs aléatoires. Dans le travail déjà cité, nous avons montré que l'aimantation correspondante J_{nm} était donnée par l'expression

$$J_{nm} = J_A + S_A x_n h_r$$

dans laquelle x_n est une quantité numérique qui ne dépend que de n et qui est donnée par

$$x_n = \int_{-\infty}^{+\infty} x \frac{dP^n}{dx} dx,$$

où P désigne l'intégrale

$$P = \int_{-\infty}^{x} p\, dx;$$

nous avons également calculé les valeurs numériques de x_n (7).

Il y a cependant une différence importante entre le problème qui nous occupe ici et celui que nous avions traité antérieurement. Dans ce dernier, la susceptibilité irréversible S_A correspondait à la succession pure et simple des champs aléatoires mis en jeu. Ici au contraire, les applications de deux champs aléatoires consécutifs sont toujours séparées par un retour au champ H_B : la susceptibilité irréversible correspondante doit donc être différente de la susceptibilité irréversible ordinaire S_A et nous la désignerons par S_{AB}.

Afin d'abréger l'exposé des définitions qui va suivre, convenons de désigner par $j(H_1, H_2, \ldots, H_k)$ l'aimantation obtenue en soumettant successivement aux champs $H_1, H_2, \ldots$ et finalement au champ H_k l'échantillon de substance ferromagnétique possédant un état initial bien déterminé, symbolisé par la lettre j, obtenu par exemple au moyen d'une désaimantation dans un champ alternatif décroissant. Dans ces conditions, H_A étant un champ positif et ∂H un accroissement de champ petit vis-à-vis du champ coercitif, la susceptibilité irréversible classique est définie par la relation

$$S_A \partial H = j(H_A + \partial H, H_A) - j(H_A).$$

Par analogie, dans les problèmes de reptation qui nous intéressent ici, nous pourrions définir une susceptibilité irréversible S'_{AB} par la relation

$$S'_{AB} \partial H = j(H_A + \partial H, H_B, H_A) - j(H_A).$$

Remarquons toutefois que dans cette manière de faire l'accroissement d'aimantation $S'_{AB}\,\delta H$ est défini par la différence entre les aimantations de deux états, correspondant le premier à deux applications successives du champ H_A (pour appliquer le champ $H_A + \delta H$, il faut en effet passer au préalable par le champ H_A) et le second à une seule application du champ H_A. Or les effets des champs de reptation, dont par hypothèse nous supposons l'existence, sont différents dans les deux cas : ils équivalent dans le premier état à un champ additionnel $x_2 h_r$ [d'après le mémoire cité en ([7]), $x_2 = 0{,}5642$] et dans le deuxième état à un champ additionnel $x_1 h_r$ ($x_1 = 0{,}0000$) de sorte que les champs finaux dans ces deux états ne sont pas les mêmes. La définition correcte de la susceptibilité irréversible que nous cherchons est donc

$$S_{AB}\,\delta H = j(H_A + \delta H,\ H_B,\ H_A) - j(H_A,\ H_B,\ H_A); \tag{1}$$

là les champs finaux H_A compte tenu des champs de reptation sont réellement égaux dans les deux états.

La susceptibilité S_{AB} sert à définir les effets de la reptation sur l'extrémité supérieure du cycle, de coordonnées J_A, H_A; pour obtenir les effets de la reptation sur l'extrémité inférieure du cycle, d'aimantation J_B dans le champ H_B, on définit d'une manière analogue une deuxième susceptibilité irréversible

$$S_{BA}\,\delta H = j(H_A + \delta H,\ H_B) - j(H_A,\ H_B), \tag{2}$$

où H_A est toujours supposé positif et H_B inférieur en module à H_A.

Dans ces conditions, les aimantations J_{An} et J_{Bn} obtenues à la $n^{\text{ième}}$ application des champs H_A et H_B s'écrivent respectivement

$$J_{An} = J_A + S_{AB}\, x_n h_r, \tag{3}$$

$$J_{Bn} = J_B + S_{BA}\, x_n h_r. \tag{4}$$

Nous donnons au terme en h_r le nom de *terme de reptation*.

Les susceptibilités S_{AB} et S_{BA} sont en général bien différentes de S_A : c'est ainsi que dans le domaine de Rayleigh (champs très faibles), avec une loi de première aimantation définie par

$$J = aH + bH^2,$$

on trouve aisément les valeurs suivantes :

$$S_A = 2bH_A; \qquad S_{AB} = S_{BA} = b(H_A + H_B).$$

Dans les cycles symétriques, $H_B = -H_A$; pour les faibles amplitudes, les susceptibilités S_{AB} et S_{BA} sont nulles, mais il semble que ce résultat reste valable quelle que soit l'amplitude, tout au moins avec les modèles schématiques habituellement utilisés pour rendre compte des phénomènes d'hystérésis. Il en résulte que dans les cycles symétriques, la reptation doit être nulle, en complet accord avec les résultats expérimentaux.

Les termes de reptation qui figurent dans les équations (3) et (4) résultent

de la superposition du champ aléatoire de reptation au champ H_A, c'est-à-dire à celui des deux champs H_A et H_B qui est le plus grand en valeur absolue. En principe, il devrait aussi exister des termes de reptation correspondant à la superposition du champ de reptation au champ H_B. Mais on s'aperçoit facilement que l'effet cumulatif des champs aléatoires de reptation qui permettait d'en saisir les effets lorsque ces champs venaient s'ajouter au champ H_A ne se produit pas pour le champ H_B. L'expérience montre en effet que l'aimantation $j(H_A, H_B, H_A)$ est à peu près indépendante de H_B et reste égale sensiblement à $j(H_A)$ aussi longtemps que H_B reste compris entre $-H_A$ et $+H_A$. Les effets de petites variations de H_B dues à la superposition d'un champ aléatoire de reptation petit vis-à-vis de H_B sont ainsi complètement effacés par l'application subséquente du champ H_A.

Jusqu'ici, nous avons partout supposé que l'état initial était défini par l'application d'un champ alternatif lentement décroissant jusqu'à zéro. Mais les phénomènes se dérouleraient de manière tout à fait semblable si l'on partait d'un état initial autrement défini : par exemple en saturant l'échantillon au moyen d'un champ magnétique positif très élevé et en ramenant le champ à zéro ou encore en superposant un champ magnétique constant au champ alternatif de désaimantation. Les valeurs de S_{AB} et de S_{BA} resteraient toujours définies par les équations (1) et (2) mais prendraient des valeurs différentes et les équations (3) et (4) resteraient valables.

Il resterait maintenant à préciser la signification physique du caractère aléatoire du champ de reptation. Nous pensons qu'après deux descriptions successives d'un cycle d'aimantation entre les limites J_B et J_A, les aimantations finales J_A bien qu'égales macroscopiquement doivent différer du point de vue microscopique et correspondre à des distributions complètement différentes des domaines élémentaires ou du moins d'une fraction d'entre eux. Corrélativement, la distribution des pôles magnétiques et des champs internes de dispersion doit aussi différer dans les deux cas. En somme, nous pouvons classer les champs de dispersion en deux catégories. Dans l'une les champs de dispersion reprennent les mêmes valeurs au cours des applications successives du champ H_A et ils ne nous intéressent pas ici; dans l'autre à chaque nouvelle application de H_A, la distribution des champs internes de dispersion est entièrement indépendante des précédentes. Le volume total occupé par les domaines élémentaires ainsi remaniés au cours de chaque cycle doit être proportionnel à $J_A - J_B$ et, si nous admettons que le champ de dispersion agissant en un point M de l'échantillon provient de la superposition d'un très grand nombre de termes élémentaires de grandeur et d'orientation diverses, provenant de l'action de pôles plus ou moins éloignés et statistiquement distribués, nous devons en conclure d'abord que la loi de probabilité définissant le champ de reptation est une loi de Gauss et subsidiairement que son carré moyen h_r^2 est proportionnel à $J_A - J_B$.

Nous inclinerions cependant à penser que cette proportionnalité n'est valable qu'à partir d'une variation $J_A - J_B$ suffisamment grande de l'aimantation : pour de petites amplitudes, les distributions des domaines élémentaires doivent être identiques dans les cycles successifs. Une amplitude minimale doit être nécessaire pour que de petites différences initiales, dues par exemple au caractère aléatoire du champ de fluctuations thermiques, s'amplifient par une série d'interactions en chaîne pour donner finalement des distributions de domaines élémentaires indépendantes des précèdentes au bout de chaque cycle.

La comparaison avec l'expérience de la théorie proposée fera l'objet de publications ultérieures. Remarquons simplement maintenant que la la théorie donne pour les valeurs élevées de n un terme de reptation proportionnel à $(\log n)^{\frac{1}{2}}$ qui paraît compatible avec les valeurs expérimentales de Nguyen Van Dang (5).

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) *Phil. Trans.*, *Roy. Soc. London*, 176, 1885, p. 523.

(2) *Ann. Phys.*, 6, 1951, p. 731.

(3) *Ann. Chim. Phys.*, 10, 1907, p. 199.

(4) *Nuovo Cimento*, 3, 1902, p. 6.

(5) *Comm. Soc. Franç. Phys.*, Grenoble, 20 février 1957.

(6) L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 11, 1950, p. 49 et 12, 1951, p. 339.

(7) L. Néel, *Comptes rendus*, 245, 1957, p. 2442.

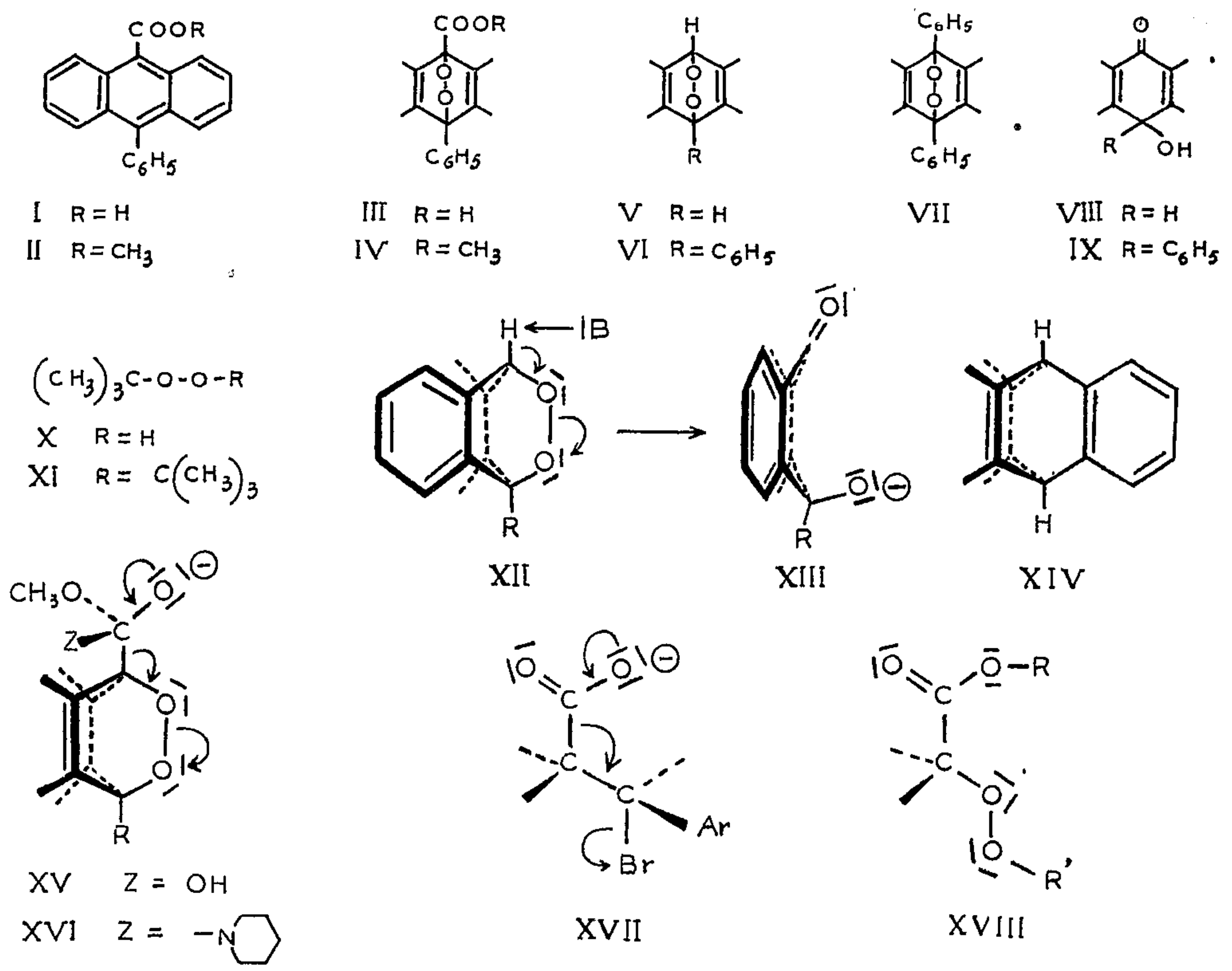
(*Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action des bases sur les photooxydes anthracéniques. Son mécanisme.* Note (*) de MM. **Charles Dufraisse, Guy Rio** et **W. Alan Burris.**

Seuls, les photooxydes anthracéniques possédant au moins un hydrogène sur les mésocarbones sont sensibles aux bases (alcalis, pipéridine). Il y a coupure entre les deux oxygènes et réarrangement en oxanthrones correspondantes. Un réarrangement semblable a lieu pour le photooxyde de l'ester phényl-10 anthroïque-9, malgré l'absence d'hydrogène au mésocarbone, mais alors il y a décarboxylation.

a. La technique usuelle de préparation des photooxydes acéniques se révèle pleine de difficultés quand on essaye de l'appliquer à l'acide phényl-10 anthroïque-9, I. Reprenant d'anciens essais (1), nous nous sommes efforcés d'obtenir le photooxyde, III, en irradiant l'acide I, en suspension dans le sulfure de carbone, soit à la lampe à vapeur de mercure sous pression, soit aux lampes à incandescence. Le photooxyde paraît se former régulièrement, mais il est peu stable, ce qui n'a pas permis de l'isoler jusqu'ici. Toutefois sa présence se marque par les propriétés du résidu obtenu en évaporant à froid sous vide les solutions irradiées.

La masse cristalline, débarrassée des résines par lavage, explose par chauffage vers 110° et jouit d'un pouvoir oxydant manifeste sur les solutions acétiques d'iodure, deux caractères typiques du photooxyde attendu, III. Un troisième caractère, non moins probant, est la transformation en phényl-10 oxanthrone, IX, avec perte de CO_2, qui se produit à froid, soit lentement en solution dans des solvants comme le benzène, soit instantanément sous l'influence des alcalis.



Cette dernière réaction enlève tout espoir de pouvoir obtenir le photooxyde, III, de l'acide libre, comme on y avait pensé, par saponification aux alcalis de son ester IV, corps qui s'obtient sans difficulté par les voies habituelles ([1]). Il est même à noter que l'attaque par les alcalis est particulièrement facile puisqu'elle se fait sans mal à froid, en contraste avec celle de l'ester initial, II, qui exige un chauffage prolongé avec la potasse méthylique. Comme il fallait s'y attendre d'après ce qui précède, le produit de l'opération est la phényl-10 oxanthrone, IX. On obtient le même résultat avec la pipéridine au lieu de potasse méthylique, les contrôles étant faits par l'épreuve du mélange.

L'hydrolyse alcaline étant ainsi écartée, on ne peut songer à recourir aux acides, qui attaquent la fonction peroxydique ([2]), ([3]).

b. Il s'imposait alors de rechercher ce qu'était l'action des bases sur cette fonction peroxydique elle-même.

Les résultats de l'étude ont été particulièrement nets. Quand le photooxyde n'a pas d'hydrogène sur les sommets porteurs de l'oxygène, ce qui est le cas du photooxydiphénylanthracène, VII, les alcalis en solution alcoolique n'ont pas d'autre action que celle de la température à laquelle on opère. Au contraire, la présence d'hydrogène contigu à l'oxygène sur le même sommet donne lieu à une attaque énergique.

Le photooxyphénylanthracène, VI, réagit avec élévation de température sur la potasse méthylique et sur la pipéridine. Le produit résultant est la phényl-10 oxanthrone, IX.

Avec le photooxyanthracène, V, qui présente aux deux extrémités de la fonction peroxydique le voisinage avec l'hydrogène, la réaction est devenue si violente que la potasse méthylique un peu concentrée, 10 % par exemple, ou la pipéridine, déterminent de véritables explosions. Le seul produit isolable est l'anthraquinone.

Si l'on utilise des solutions très diluées de potasse, ou de pipéridiner dans le méthanol, on observe des colorations fugaces, verte dans le premie, cas, orangée dans le second, identiques à celles que fournit l'oxanthrone, VIII, dans les mêmes conditions (4), comme nous l'avons d'ailleurs vérifié. Avant que les colorations ne soient totalement disparues, au contact de l'air, de fines aiguilles d'anthraquinone se forment déjà.

Il nous paraît donc justifié d'envisager un même mécanisme d'isomérisation pour les deux photooxydes, tout au moins au départ de l'attaque alcaline.

c. Les travaux, publiés à ce jour, concernant l'action des alcalis sur les peroxydes, sont peu nombreux. Malgré celà nos nouveaux résultats tendent à prouver que la réaction a un caractère général : les peroxydes organiques sont très sensibles aux alcalis, mais à la seule condition que la molécule d'oxygène soit liée, d'un côté au moins, à un carbone porteur d'un hydrogène.

Ainsi Milas (5) a signalé que le peroxyde de tertiobutyle, XI, est remarquablement résistant aux alcalis, comme nous venons de trouver que l'était le photooxyde du diphénylanthracène, VII. Il en est de même, d'ailleurs, et pour la même raison, de l'hydroperoxyde tertiobutylique, X (5).

Au contraire, quand il y a un hydrogène à côté de l'oxygène sur le même carbone, la sensibilité aux alcalis apparaît. La propriété avait même été reconnue, dès 1939, par W. Bergmann (6), à un photooxyde appartenant à la série stéroïde. Le point de vue spécial de l'influence protonique sur la sensibilisation de la fonction peroxydique aux alcalis a été envisagé pour la première fois en 1951 par N. Kornblum et

H. E. De La Mare [7], qui ont proposé un mécanisme. Un mécanisme similaire a été invoqué en 1956, de manière indépendante, par P. S. Bailey [8].

d. Selon N. Kornblum [7], l'alcali agirait en enlevant le proton adjacent à l'oxygène, l'anion résultant se stabiliserait par réarrangement électronique amenant la rupture entre les deux O. La fonction peroxydique se dédouble ainsi en fonctions, l'une carbonylée, l'autre oxhydrylée.

Dans le cas des peroxydes bicycliques, comme les photooxydes, ce mécanisme serait indiqué par les formules XII et XIII. Néanmoins, une difficulté se présente. Le proton fixé au carbone commun aux deux cycles du triptycène, XIV, corps carbocyclique de squelette comparable à celui des photooxydes, est notablement moins réactif vis-à-vis des bases [9], que celui du triphénylméthane [10], par exemple. En conséquence, la double cyclisation des photooxydes aurait dû réduire considérablement leur sensibilité aux alcalis. Or, c'est juste le contraire qu'on observe : il y a une grande exaltation de la réactivité.

Un tel accroissement ne peut pas provenir uniquement de l'effet inductif — I de l'oxygène, qui tend à libérer le proton. Il nous paraît vraisemblable que, s'il y a ionisation facile du proton, c'est que celle-ci entraîne la rupture de la liaison peroxydique (mécanisme « concerté »). La structure du photooxyde est, en effet, notablement moins stable que celle de l'oxanthrone XIII. Dans la molécule du premier, l'angle de pliage de la partie purement carbonée est voisin de 120°, alors que la seconde présente une résonance plus étendue (conjugaison du carbonyle avec les deux noyaux benzéniques latéraux), et une quasi-planéité (que nous avons essayé de montrer sur la formule XIII).

e. La transformation du photooxyester IV représente un processus plus compliqué.

S'il n'y avait eu qu'à expliquer une vitesse anormale de saponification, en comparaison avec celle de l'ester non photooxydique II, la différence des encombrements stériques aurait suffi à en rendre compte.

Mais il est probable qu'une saponification, *entièrement accomplie*, ne précède pas le réarrangement, sinon l'emploi de pipéridine comme réactif basique, au lieu de potasse méthylique, aurait dû donner le dérivé carbonamidé du photooxyde, sans toucher à la fonction peroxydique. Selontoute vraisemblance les ions intermédiaires classiques XV et XVI, formés par addition, à la fonction ester, des bases utilisées, ne se transforment pas en dérivés simples du carboxyle, par perte de méthoxyle. Nous supposons qu'ils subissent des dégradations semblables, dont les processus peuvent être représentés par les flèches des formules XV et XVI. Il y a, simultanément, « décarboxylation » et coupure entre les deux atomes d'oxygène peroxydiques.

Nous considérons cette transformation comme apparentée à l' « élimi-

nation décarboxylante » qui se produit chez les anions β-bromohydrocinnamiques ([11]), XVII. Il est admis que la conformation trans, du carboxyle par rapport au brome, est favorable à ce genre d'élimination, dans l'état de transition. Or, en comparant à cette formule XVII des corps bromés celle, XV (ou XVI), des photooxydes, on remarque que le carboxyle et le deuxième atome d'oxygène peroxydique sont précisément dans cette position trans, favorable, qui leur est même imposée par la structure stéréochimique rigide de l'enchaînement bicyclique.

Ce mécanisme devrait certainement s'appliquer aux autres peroxyesters, même non cycliques, XVIII, type de composés assez peu étudiés.

(*) Séance du 20 mai 1957.

([1]) CH. DUFRAISSE, L. VELLUZ et Mme L. VELLUZ, *Bull. Soc. Chim.*, [5], 4, 1937, p. 1260.

([2]) CH. DUFRAISSE et M. GÉRARD, *Bull. Soc. Chim.*, [5], 4, 1937, p. 2052.

([3]) CHR. PINAZZI, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 1012.

([4]) E. CATTELAIN, *in* V. GRIGNARD, *Traité de Chimie organique*, 17, p. 1109.

([5]) N. A. MILAS et D. M. SURGENOR, *J. Amer. Chem. Soc.*, 68, 1946, p. 205.

([6]) W. BERGMANN, F. HIRSCHMANN et E. L. SKAU. *J. Org. Chem.*, 4, 1939, p. 29.

([7]) N. KORNBLUM et H. E. DE LA MARE, *J. Amer. Chem. Soc.*, 73, 1951, p. 880.

([8]) P. S. BAILEY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 3811.

([9]) P. D. BARTLETT, M. J. RYAN et S. G. COHEN, *J. Amer. Chem. Soc.*, 64, 1942, p. 2649.

([10]) C. A. KRAUS et T. KAWAMURA, *J. Amer. Chem. Soc.*, 45, 1923, p. 2756.

([11]) H. H. WASSERMANN, *in* M. S. NEWMAN, *Steric effects in organic chemistry*, p. 364.

Les Ouvrages suivants sont adressés en hommage à l'Académie :

par M. **ARTHUR HOLMES** : *Géochronologie africaine* 1956. *Résultats acquis au 1er juillet* 1956 (en collaboration avec M. LUCIEN CAHEN) ;

par M. **JULES ROUCH** : *L'Antarctide Américaine* (*Étude météorologique*), extrait du *Bulletin de l'Institut Océanographique* de Monaco ;

par M. **ÉDOUARD HOUDREMONT** : *Handbuch der Sonderstahlkunde. Dritte verbesserte Auflage unter Mitarbeit von* HANS-JOACHIM WIESTER. Erster and Zweiter Band.

COMMISSIONS.

L'Académie procède, par la voie du scrutin, à la désignation de sept de ses Membres qui, avec le Bureau, formeront la Commission chargée de présenter des candidats pour le *prix Le Conte*, de l'Académie, et pour les *prix Osiris* et *Jaffé*, de l'Institut.

Sont désignés : MM. **MAURICE DE BROGLIE**, **MAURICE CAULLERY**, **ARMAND DE GRAMONT**, **CHARLES MAUGUIN**, **LOUIS FAGE**, **PIERRE-PAUL GRASSÉ**, **ANTOINE LACASSAGNE**.

PLIS CACHETÉS.

A la demande des auteurs, le pli cacheté, accepté en la séance du 23 janvier 1956 et enregistré sous le n° 13 535, est ouvert par M. le Président.

Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Médecine et Chirurgie.

CORRESPONDANCE.

L'Académie est informée d'un **Congrès sur les applications de l'électricité a la Mine et a la Métallurgie et l'utilisation de l'Énergie nucléaire**, qui aura lieu à Nancy, du 25 au 28 septembre 1957.

M. le **Secrétaire perpétuel**, signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Houillères du Bassin du Nord et du Pas-de-Calais. Études géologiques pour l'Atlas de topographie souterraine. I. *Flore Fossile*. 2° Fascicule : *Contribution à l'étude des sphenopteris. Les fougères sphénoptéridiennes du bassin houiller du Nord de la France*, par Jacques Danzé. Texte et planches I à LXXXVI ;

2° René Moreaux : *Pitton de Tournefort, médecin et naturaliste*, 1656-1708 ;

3° Les Annales du Collège international pour l'étude scientifique des techniques de production mécanique. Volume V. 1956. *Assemblée générale de Paris*, 16-21 *avril* 1956 ;

4° *Nuclear spectroscopic investigations by means of energy selecting electronic devices*, by Björn Aström. (Thèse, Uppsala) ;

5° *Some observations on proton magnetic resonance in hydrogen-bonded systems*, by Baidya Nath Bhar. (Thèse, Uppsala) ;

6° *Insjöstudier i mellansverige. Mikrovegetation och pollenregn i vikar av östersjöbäckenet och insjöar från preboreal tid till nutid*, av Maj-Britt Florin. (Thèse, Uppsala) ;

7° *Contributions to the theory of alpha decay*, by Per Olof Fröman. (Thèse, Uppsala) ;

8° *Études taxonomiques sur les pléosporacées* par Lennart Holm. (Thèse, Uppsala) ;

9° *Studies on the Taxonomy and Ecology of Planktonic Rotatoria*, by Birger Pejler. (Thèse, Uppsala) ;

10° *Zone Electrophoresis in Columns and Adsorption Chromatography on Ionic*

Cellulose Derivatives as Methods for Peptide and Protein Fractionations. Application to the Study of Posterior Pituitary Hormones, by JERKER PORATH. (Thèse, Uppsala);

11° *Studier över floran på serpentinbergarter i norra Fennoskandien och nordöstra Nordamerika*, av OLOF RUNE. (Thèse, Uppsala);

12° Norwegian-British-Swedish antarctic expedition, 1949-1952. Scientific Results, vol. II. Part 1. *Energy exchange of an antarctic snow-field : A. Short-wave radiation; B. Long-wave radiation and radiation balance; C. Wind structure in the low layer; D. Surface inversions and turbulent heat transfer*, by GÖSTA H. LILJEQUIST. (Thèse, Uppsala);

13° Geological Survey of Japan. 1956. *Geology and mineral resources of Japan*, et *Geological Map of Japan;*

14° *Publications of the mathematical Institute of the Hungarian Academy of sciences*. Volume I, fasc. 1-2, 1956;

15° *Boletin mimeografico de los Observatorios de Tonantzintla y Tacubaya*, n°s 1 à 5 (polycopie) puis *Boletin de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, n°s 6 à 15.

Il signale également un fascicule polycopié : Faculté des sciences de Paris. Séminaire « Sophus Lie », 2e année, 1955-1956. *Hyperalgèbres et groupes de Lie formels*. Exposés de P. CARTIER.

THÉORIE DU POTENTIEL. — *Sur les rapports entre les solutions des problèmes intérieurs et celles des problèmes extérieurs*. Note (*) de M. **MENAHEM SCHIFFER**, transmise par M. Georges Pólya.

On est souvent amené à chercher une fonction harmonique à l'extérieur d'une surface fermée donnée qui, sur cette surface, prend les mêmes valeurs ou admet la même dérivée normale qu'une fonction donnée harmonique à l'intérieur de la surface. Nous développerons de nouvelles relations simples et utiles entre ces deux classes de fonctions, intérieures et extérieures. La méthode employée est applicable à d'autres équations elliptiques.

1. Soit S une surface fermée « lisse », D son intérieur, $\tilde{D}$ son extérieur, $D+S+\tilde{D}=E$ l'espace euclidien à trois dimensions. Soit H l'espace linéaire des fonctions harmoniques dans D qui possèdent des dérivées partielles continues dans $D+S$; $\tilde{H}$ se rapporte de la même manière à $\tilde{D}$. On introduit en H trois métriques dont chacune est définie par le produit scalaire correspondant :

$$(1)\qquad [\alpha,\beta]=\int_S\int_S \frac{\partial\alpha(z)}{\partial n_z}\frac{\partial\beta(\xi)}{\partial n_\xi}\frac{1}{r(z,\xi)}\,d\sigma_z\,d\sigma_\xi,\qquad [\alpha,\alpha]=[\alpha]^2,$$

$$(2)\qquad (\alpha,\beta)=-\int_S \frac{\partial\alpha(z)}{\partial n}\beta(z)\,d\sigma_z=\int_S \nabla\alpha.\nabla\beta\,d\tau,\qquad (\alpha,\alpha)=(\alpha)^2,$$

$$(3)\qquad \{\alpha,\beta\}=4\pi(\alpha,\beta)-[\alpha,\beta],\qquad \{\alpha,\alpha\}=\{\alpha\}^2;$$

$\mathbf{n}$ est la normale de S, intérieure par rapport à D, $d\sigma$ est l'élément de la surface S et $d\tau$ l'élément de volume en D; la métrique à la Dirichlet, caractérisée par (2), a été souvent considérée. Nous définissons produits scalaires et normes en $\tilde{\mathrm{H}}$ d'une manière analogue. Nous allons étudier les relations entre ces produits scalaires divers et signaler leur importance pour les problèmes aux limites de la théorie du potentiel.

Étant donné $\alpha(z)\in\mathrm{H}$, nous introduisons

$$(4)\qquad \mathrm{U}_\alpha(z)=\int_{\mathrm{S}}\alpha(\xi)\frac{\partial}{\partial n_\xi}\left[\frac{1}{r(z,\xi)}\right]d\sigma_\xi,\qquad \mathrm{W}_\alpha(z)=\int_{\mathrm{S}}\frac{\partial\alpha(\xi)}{\partial n_\xi}\,\frac{1}{r(z,\xi)}\,d\sigma_\xi;$$

l'un est un potentiel de double, l'autre de simple couche; les deux sont harmoniques dans l'espace entier E à l'exception de la surface S. En utilisant les formules de Green et les propriétés bien connues des potentiels de surface au passage de la couche attirante, on établira sans peine

$$(5)\qquad \frac{1}{4\pi}\int_{\mathrm{E}}(\nabla\mathrm{U}_\alpha)^2\,d\tau=\{\alpha\}^2,\qquad \frac{1}{4\pi}\int_{\mathrm{E}}(\nabla\mathrm{W}_\alpha)^2\,d\tau=[\alpha]^2,$$

$$(6)\qquad \int_{\mathrm{E}}\nabla\mathrm{U}_\alpha.\nabla\mathrm{W}_\alpha\,d\tau=0.$$

D'après (5) les normes $\{\alpha\}^2$ et $[\alpha]^2$ sont positives pour chaque $\alpha\in\mathrm{H}$ sauf pour $\alpha=\text{const.}$ dont la norme s'annule dans les trois métriques. Il s'ensuit de (3) que

$$(7)\qquad 0\leqq[\alpha]^2\leqq4\pi(\alpha)^2,\qquad 0\leqq\{\alpha\}^2\leqq4\pi(\alpha)^2.$$

Soit $\alpha\in\mathrm{H}$, $\tilde{\alpha}\in\tilde{\mathrm{H}}$ et $\alpha=\tilde{\alpha}$ sur S; alors α et $\tilde{\alpha}$ engendrent le même potentiel de double couche $\mathrm{U}_\alpha(z)$ défini par (4). On en déduit, *voir* (5), que

$$(8)\qquad \{\alpha\}^2=\{\tilde{\alpha}\}^2\quad\text{si }\alpha\in\mathrm{H},\quad\tilde{\alpha}\in\tilde{\mathrm{H}},\qquad\alpha=\tilde{\alpha}\quad\text{sur S}.$$

La définition (1) donne immédiatement

$$(9)\qquad [\beta]^2=[\tilde{\beta}]^2\quad\text{si}\quad\beta\in\mathrm{H}\quad\tilde{\beta}\in\tilde{\mathrm{H}},\qquad\frac{\partial\beta}{\partial n}=\frac{\partial\tilde{\beta}}{\partial n}\quad\text{sur S}.$$

Finalement si $\alpha\in\mathrm{H}$, $\tilde{\beta}\in\tilde{\mathrm{H}}$ on a, d'après Green,

$$(10)\qquad \mathrm{U}_\alpha(z)-\mathrm{W}_\alpha(z)=\begin{cases}4\pi\alpha(z),\\0\end{cases}\qquad \mathrm{U}_{\tilde{\beta}}(z)-\mathrm{W}_{\tilde{\beta}}(z)=\begin{cases}0 & \text{pour }z\in\mathrm{D}\\4\pi\tilde{\beta}(z) & \text{pour }z\in\tilde{\mathrm{D}}\end{cases}.$$

Considérons deux autres fonctions $\beta\in\mathrm{H}$, $\tilde{\alpha}\in\tilde{\mathrm{H}}$ satisfaisant aux conditions

$$(11)\qquad \alpha=\tilde{\alpha}\quad\text{sur S},\qquad\frac{\partial\beta}{\partial n}=\frac{\partial\tilde{\beta}}{\partial n}\quad\text{sur S}.$$

Prenons le produit scalaire à la Dirichlet des deux équations (10); en utilisant (5), (6), nous obtenons

$$(12)\qquad [\alpha,\beta]+\{\tilde{\alpha},\tilde{\beta}\}=0$$

pour quatre fonctions quelconques α, $\beta \in H$, $\tilde{\alpha}$, $\tilde{\beta} \in \tilde{H}$ qui satisfont à (11). A la même condition (11), on a

$$[\alpha, \beta] = -\{\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}\}, \qquad (\alpha, \beta) = -(\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}), \qquad \{\alpha, \beta\} = -[\tilde{\alpha}, \tilde{\beta}]. \tag{13}$$

2. Les équations (13) sont une source de principes d'extrémum utiles pour les fonctions harmoniques. En effet, en employant l'inégalité de Schwarz, on en déduit

$$\{\tilde{\alpha}\}^2\{\tilde{\beta}\}^2 \geqq [\alpha, \beta]^2, \qquad [\tilde{\alpha}]^2[\tilde{\beta}]^2 \geqq \{\alpha, \beta\}^2. \tag{14}$$

En combinant avec (14) les conditions (11) et les équations (3), (8) et (9), on en déduit

$$4\pi(\tilde{\beta})^2 \geqq [\beta]^2 + \frac{[\alpha, \beta]}{\{\alpha\}^2}, \tag{15}$$

$$4\pi(\tilde{\alpha})^2 \geqq \{\alpha\}^2 + \frac{\{\alpha, \beta\}^2}{[\beta]^2}. \tag{15'}$$

Pour illustrer les applications possibles de ces inégalités considérons le problème suivant : étant donné une fonction $\beta(z) \in H$, cherchons la fonction $\tilde{\beta}(z) \in \tilde{H}$ qui a la même dérivée normale sur S que β. L'inégalité (15) nous donne une borne inférieure de l'intégrale de Dirichlet de la fonction cherchée $\tilde{\beta}$ en termes de la fonction donnée β et d'une fonction d'essai arbitraire $\alpha \in H$. On voit de la dérivation de l'inégalité (15) que le cas d'égalité est atteint lorsque $\alpha = \tilde{\beta}$ sur S. Donc

$$4\pi(\tilde{\beta})^2 = [\beta]^2 + \max_{\alpha \in H} \frac{[\alpha, \beta]^2}{\{\alpha\}^2}. \tag{16}$$

Voici un principe variationnel pour déterminer la fonctionnelle $(\tilde{\beta})^2$; on pourrait se servir du procédé de Ritz pour obtenir des bornes numériques. La fonction extrémale $\alpha \in H$ a les mêmes valeurs sur la surface que la fonction cherchée $\tilde{\beta} \in \tilde{H}$ dont la dérivée normale est donnée.

Nous pouvons aussi considérer le problème analogue : étant donné une fonction $\alpha(z) \in H$, cherchons la fonction $\tilde{\alpha}(z) \in \tilde{H}$ qui prend les mêmes valeurs sur S que α. Alors l'inégalité (15′) nous donne une borne pour $(\tilde{\alpha})^2$ dépendante de la fonction d'essai arbitraire $\beta \in H$. Le cas d'égalité est atteint lorsque $\partial\beta/\partial n = \partial\tilde{\alpha}/\partial n$ sur S ; mais ce n'est possible que sous la condition que $\tilde{\alpha}$ n'ait pas de source à l'infini, c'est-à-dire

$$\int_S \frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial n} d\sigma = 0. \tag{17}$$

Par contre, si le flux de $\tilde{\alpha}(z)$ à travers S,

$$\int_S \frac{\partial \tilde{\alpha}}{\partial n} d\sigma = 4\pi a, \tag{18}$$

nous construisons le potentiel électrostatique $\tilde{C}(z) \in \tilde{H}$ du conducteur S dont la capacité soit K; alors

$$\tilde{\alpha}_0(z) = \tilde{\alpha}(z) - \frac{a}{K}\tilde{C}(z) \tag{19}$$

sera sans source à l'infini. En appliquant (15′) à $\tilde{\alpha}_0$ (à la place de $\tilde{\alpha}$) nous obtenons

$$4\pi(\tilde{\alpha})^2 = \frac{4\pi a^2}{K} + |\alpha|^2 \max_{\beta \in H} \frac{|\alpha, \beta|^2}{[\beta]^2}. \tag{20}$$

La fonction extrémale β de ce principe variationnel aura la même dérivée normale sur S que la fonction $\tilde{\alpha}_0 \in \tilde{H}$ qui n'a pas de source à l'infini.

Nous observons finalement que nous pouvons choisir $\alpha = \beta$ en (15) et $\beta = \alpha$ en (15′). En utilisant (3), nous arrivons aux inégalités

$$(\tilde{\beta})^2 \geqq (\beta)^2 \frac{[\beta]^2}{|\beta|^2} \quad \text{si} \quad \frac{\partial \beta}{\partial n} = \frac{\partial \tilde{\beta}}{\partial n} \quad \text{sur S}, \tag{21}$$

$$(\tilde{\alpha})^2 \geqq (\alpha)^2 \frac{|\alpha|^2}{[\alpha]^2} \quad \text{si} \quad \alpha = \tilde{\alpha} \quad \text{sur S}. \tag{22}$$

Des applications particulières de ces inégalités générales à certains problèmes classiques de Physique mathématique feront l'objet d'une prochaine publication.

(*) Séance du 20 mai 1957.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Espace des tenseurs de type adjoint associé à un espace fibré principal. Sous-espaces. Homomorphismes.* Note de M. **André Aragnol**, présentée par M. Joseph Pérès.

Existence de sous-espaces fibrés principaux de $\mathcal{E}$ admettant pour espace fibré des tenseurs de type adjoint un sous-espace donné de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ (1).

La variété $\mathfrak{X}$ est supposée de dimension N et le groupe G de dimension n.

1. Soit $\mathcal{L}'^0$ un sous-espace de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$. Nous supposons que, muni de la projection induite, $\mathcal{L}'^0$ est un espace fibré différentiable à fibro-algèbre de Lie et que $\mathcal{L}'^0_x$ s'identifie à une sous-algèbre de dimension p de $\mathcal{L}^0_x(\mathcal{E})$. Soit Λ le champ de p-éléments tangents aux fibres défini par $\mathcal{L}'^0$. Par ailleurs, une connexion ω sur $\mathcal{E}$ définit un champ $c(\omega)$ de N-éléments transversaux aux fibres. On appellera *champ normal associé à $\mathcal{L}'^0$ et à* ω le champ $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ de $(N+p)$-éléments engendrés par Λ et $c(\omega)$.

Soit $\overset{\star}{\mathcal{L}}{}^0_x(\mathcal{E})$ le dual de $\mathcal{L}^0_x(\mathcal{E})$. $\overset{\star}{\mathcal{L}}{}^0(\mathcal{E}) = \bigcup_{x \in \mathfrak{X}} \overset{\star}{\mathcal{L}}{}^0_x(\mathcal{E})$ est un espace fibré diffé-

rentiable à fibre vectorielle. Soient $\overset{*}{\mathcal{L}}^p(\mathcal{E})$ l'espace fibré des p-formes différentielles sur $\mathfrak{X}$ à valeurs dans $\overset{*}{\mathcal{L}}_0(\mathcal{E})$. $\overset{*}{\mathcal{L}}(\mathcal{E}) = \bigcup_p \overset{*}{\mathcal{L}}^p(\mathcal{E})$ et $\overset{*}{\mathrm{L}}(\mathrm{E})$ le faisceau correspondant. Les différentiations covariantes associées à ω dans $\mathrm{L}(\mathrm{E})$ et $\overset{*}{\mathrm{L}}(\mathrm{E})$ seront notées Δ. On a alors les propriétés suivantes :

PROPOSITION 1. — *Pour que le faisceau* $\mathrm{L}' \subset \mathrm{L}(\mathrm{E})$ *défini par* $\mathcal{L}'^0$ *soit stable pour* Δ, *il faut et il suffit que* $\mathcal{L}'^0$ *soit invariant par transport parallèle.*

PROPOSITION 2. — *Si le faisceau* L' *est stable pour* Δ, *le faisceau* L'' *défini par l'espace* $\mathcal{L}''^0 \subset \overset{*}{\mathcal{L}}^0(\mathcal{E})$, *orthogonal à* $\mathcal{L}'^0$, *est également stable pour* Δ, *et réciproquement.*

Enfin, étant donnée une forme différentielle θ sur $\mathcal{E}$ à valeurs dans un espace vectoriel $\mathcal{W}_0$ sur lequel G opère par l'intermédiaire d'une représentation R à laquelle est associée la représentation $\underline{\mathrm{R}}$ de $\underline{\mathrm{G}}$, nous poserons $\mathrm{D}\theta = d\theta + \underline{\mathrm{R}}(\omega)\theta$. Sur $\mathrm{L}(\mathrm{E})$ et sur $\overset{*}{\mathrm{L}}(\mathrm{E})$, D et Δ coïncident.

2. THÉORÈME 1. — *Pour qu'un champ normal* $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ *soit intégrable, il faut et il suffit que le faisceau* $\mathrm{L}' \subset \mathrm{L}(\mathrm{E})$, *déduit de* $\mathcal{L}'^0$, *soit stable pour la différentiation covariante* Δ *associée à* ω *et que la courbure* $\Omega(\omega)$ *soit une section de* L'.

En effet, définissons $\mathcal{L}'^0$ sur un ouvert $\mathrm{U} \subset \mathfrak{X}$ différentiablement homéomorphe à R^{N} en choisissant une section $(\rho^i)(i = 1, \ldots, n)$ de l'espace des repères de $\overset{*}{\mathcal{L}}^0(\mathcal{E})$ telle que, en tout point $x \in \mathrm{U}$, les $(n - p)$ derniers vecteurs $\rho^a(a = p + 1, \ldots, n)$ soient orthogonaux à $\mathcal{L}'^0_x$. $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ est alors défini par le système de Pfaff

$$\langle \omega, \rho^a \rangle = 0 \qquad (a = p + 1, \ldots, n). \tag{1}$$

Posons $\Pi = \langle \omega, \rho^{p+1} \rangle \wedge \ldots \wedge \langle \omega, \rho^n \rangle$. Pour que (1) soit intégrable, il faut et il suffit que

$$d\langle \omega, \rho^a \rangle \wedge \Pi = 0 \qquad (a = p + 1, \ldots, n). \tag{2}$$

Or, $d\langle \omega, \rho^a \rangle = \langle \mathrm{D}\omega, \rho^a \rangle - \langle \omega, \mathrm{D}\rho^a \rangle$, $\mathrm{D}\omega = \Omega(\omega) + 1/2[\omega, \omega]$ et $\mathrm{D}\rho^a = \Delta\rho^a = \sum_i \theta_i^a \rho^i (i = 1, \ldots, n)$ où les θ_i^a sont des formes différentielles ordinaires sur U. De sorte que l'on a

$$d\langle \omega, \rho^a \rangle = \langle \Omega(\omega), \rho^a \rangle + \frac{1}{2}\langle [\omega, \omega], \rho^a \rangle + \sum_i \theta_i^a \wedge \langle \omega, \rho^i \rangle$$

Mais $\mathcal{L}'^0_x$ est une sous-algèbre de $\overset{*}{\mathcal{L}}^0_x(\mathcal{E})$, ce qui entraîne, si θ_1 et θ_2 sont deux formes différentielles sur $\mathcal{E}$ à valeurs dans $\underline{\mathrm{G}}$ de degrés p et q respectivement

$$\langle [\theta_1, \theta_2], \rho^a \rangle = \sum_{b, i} \mu_{bi}^a (\langle \theta_1, \rho^b \rangle \wedge \langle \theta_2, \rho^i \rangle - (-1)^{pq} \langle \theta_2, \rho^b \rangle \wedge \langle \theta_1, \rho^i \rangle)$$
$$(b = p + 1, \ldots, n \qquad \text{et} \qquad i = 1, \ldots, n)$$

formule qui, appliquée à $\langle [\omega, \omega], \rho^a \rangle$, montre que $\langle [\omega, \omega], \rho^a \rangle \wedge \Pi = 0$.

La condition (2) devient donc

$$\langle \Omega(\omega), \rho^a \rangle \wedge \Pi + \sum_\alpha \theta_\alpha^a \wedge \langle \omega, \rho^\alpha \rangle = 0, \tag{3}$$

avec $a = p+1, \ldots, n$ et $\alpha = 1, \ldots, p$.

Plaçons nous en $y \in \mathcal{E}_x$ et soit (β^r) $(r = 1, \ldots, N)$ un corepère de $\mathfrak{X}$ en x. L'ensemble des β^r (formes de type [1,0]) et des $\eta^i = \langle \omega, \rho^i \rangle$ (formes de type [0,1]) constitue un corepère de $\mathcal{E}$ en y. Or (3) ne contient pas de formes de types $(0, p+2)$ et les seules formes de type $(1, p+1)$ sont $\theta_\alpha^a \wedge \langle \omega, \rho^\alpha \rangle \wedge \Pi$. On a donc nécessairement $\theta_\alpha^a = 0$ quels que soient $a = p+1, \ldots, n$ et $\alpha = 1, \ldots, p$; ce qui entraîne la stabilité de L″, donc de L′. Pour que les termes de types $(2, p)$ soient nuls, il est alors nécessaire que $\langle \Omega(\omega), \rho^a \rangle = 0$. Comme ces conditions sont évidemment suffisantes, le théorème est démontré.

3. Holonomie. — Proposition 4. — *L'intersection de tous les champs normaux intégrables relativement à une même connexion est un champ normal intégrable appelé* champ d'holonomie. *Toute variété intégrale du champ d'holonomie sera appelée* nappe d'holonomie.

Par ailleurs, l'espace fibré d'holonomie $\mathfrak{T}(\omega)$ détermine un sous-espace $\mathcal{L}^0(\omega)$ de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$, On vérifie facilement que $\Gamma(\mathcal{L}^0(\omega), \omega)$ est le champ d'holonomie. Comme le plus petit champ normal intégrable correspond au plus petit sous-espace $\mathcal{L}'^0$ invariant par transport parallèle et contenant $\Omega(\omega)$, on obtient le théorème d'Ambrose et Singer ([2]) comme application de ce qui précède.

4. Variétés intégrales. — Proposition 4. — *Toute variété intégrale* V *d'un champ normal intégrable* $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ *est engendrée par transport parallèle de* $V_x = V \cap \mathcal{E}_x$ *le long de tous les chemins possibles.*

Si l'on pose maintenant $\gamma = \bigcup_{x \in \mathfrak{X}} \gamma_x$ où γ_x est le sous-groupe connexe de $\mathfrak{M}_x(\mathcal{E})$ admettant $k(\mathcal{L}_x'^0)$ pour algèbre de Lie, on a les résultats suivants :

Proposition 5. — *Toute variété intégrale de* $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ *s'obtient en appliquant à une nappe d'holonomie toutes les transformations de* γ.

Proposition 6. — *Toute variété intégrale* V *d'un champ normal intégrable est un espace fibré principal admettant pour groupe structural un sous-groupe* G′ *de* G. *On a* $G' = j_{\mathfrak{M}}(y)\gamma_x$ $(y \in V_x)$.

Proposition 7. — *Toutes les variétés intégrales de* $\Gamma(\mathcal{L}'^0, \omega)$ *se déduisent de l'une d'elles par translation à droite.*

Par ailleurs, tout sous-espace fibré principal $\mathcal{E}'(G', \mathfrak{X})$ de $\mathcal{E}$ $(G' \subset G$ et $\mathcal{E}' \subset \mathcal{E})$ définit un sous-espace $\mathcal{L}'^0$ de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ et toute connexion sur $\mathcal{E}'$ définit une connexion sur $\mathcal{E}$.

Théorème 2. — *Pour qu'il existe un sous-espace fibré principal* $\mathcal{E}'$ *de* $\mathcal{E}$ *admettant* $\mathcal{L}'^0 \subset \mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ *pour espace fibré des tenseurs de type adjoint il faut et il suffit qu'il existe une connexion* ω *dont la courbure* $\Omega(\omega)$ *soit une section de* L′ *et telle que* $\Delta L' \subset L'$.

5. Homomorphismes. — Soient $\mathcal{E}(G, \mathfrak{X})$ et $\mathcal{E}'(G', \mathfrak{X})$ deux espaces fibrés principaux.

Proposition 8. — *A tout couple d'homomorphismes* ($\varphi : G \to G'$, $h : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'$) *tels que* $h(y.s) = h(y).\varphi(s)$ ($y \in \mathcal{E}$ *et* $s \in G$) *sont associés canoniquement des homomorphismes* $\varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}: \mathfrak{M}(\mathcal{E}) \to \mathfrak{M}'(\mathcal{E}')$, $\varphi_{M(E)}: M(E) \to M'(E')$, $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}: \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \mathcal{L}'(\mathcal{E}')$, $\varphi_{L(E)}: L(E) \to L'(E')$ *et* $\varphi_{C(E)}: C(E) \to C'(E')$ *définis par* $j_{\mathfrak{M}}(h(y)) \circ \varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})} = \varphi \circ j_{\mathfrak{M}}(y)$, $j_{\mathcal{L}}(h(y)) \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = d\varphi \circ j_{\mathcal{L}}(y)$, $j_C(h(z)) \circ \varphi_{C(E)} = d\varphi \circ A \circ j_C(z)$ ($y \in \mathcal{E}$ *et* $z \in E$) *et satisfaisant aux relations*

$$h(\mu.y) = \varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}(\mu).h(y) \qquad (\mu \in \mathfrak{M}(\mathcal{E})),$$

$$\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathrm{adj}(\mu).l) = \mathrm{adj}(\varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}(\mu)(\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})})(l) \qquad (l \in \mathcal{L}(\mathcal{E}))$$

et

$$\varphi_{C(E)}(C(m)\omega) = C(\varphi_{M(E)}(m))\,\varphi_{C(E)}(\omega) \qquad (m \in M(E) \ \textit{et}\ \omega \in C(E)).$$

Enfin, soit ω une connexion sur $\mathcal{E}$ et $\Delta.\Delta'$ les L(E)- et L'(E')- différentiations covariantes associées à ω et $\varphi_{C(E)}(\omega)$.

Proposition 9. — *On a* $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$ *et* $\Omega(\varphi_{C(E)}(\omega)) = \varphi_{L(E)}(\Omega(\omega))$ (³).

(¹) Les notations sont celles de A. Aragnol, *Comptes rendus*, 224, 1957, p. 437.

(²) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 75, 1953, p. 428-443.

(³) Dans le cas où G et $\mathfrak{X}$ sont simplement connexes, on verra que l'existence de deux connexions ω et ω' sur $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ respectivement et d'un homomorphisme $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ satisfaisant à ces conditions est suffisante pour qu'à $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ corresponde un couple d'homomorphismes (φ, h).

STATISTIQUE MATHÉMATIQUE. — *Sur une nouvelle définition des interactions dans l'expérimentation à plusieurs facteurs.* Note (*) de M. **Robert Guénot**, présentée par M. Georges Darmois.

Pour faciliter l'interprétation des résultats d'expérimentation à plusieurs facteurs, une distinction est établie entre la notion d'interaction moyenne qui intervient dans les tests statistiques habituels et celle d'interaction au sens strict, plus fondamentale sur le plan expérimental. Un théorème permet de relier ces deux notions.

Dans une expérimentation à P facteurs $A, B, C, \ldots, P$ susceptibles de prendre respectivement $a, b, c, \ldots, p$ niveaux représentés par les indices $\alpha, \beta, \gamma, \ldots, \varpi$ une observation quelconque peut être mise sous la forme

$$x_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi,\rho} = \mu_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi} + \varepsilon_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi,\rho},$$

où $\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}$ ne dépend que des niveaux $A_\alpha, B_\beta, C_\gamma, \ldots, P_\varpi$ des facteurs et où les $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi,\rho}$ sont des variables aléatoires centrées indépendantes et de même variance V; ρ désigne un indice de répétition susceptible de prendre $r_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi}$ valeurs par combinaison de facteurs.

L'influence réelle des facteurs peut être caractérisée globalement par le vecteur $\overrightarrow{OM} = (\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi})$ d'un espace $R^{(n)}$ à $abc\ldots p = n$ dimensions.

A chacun de ces facteurs tel que A nous conviendrons d'associer deux matrices que nous appellerons respectivement :

1° *la matrice de moyenne* $\mathbf{A}$ d'élément $a_{\alpha\beta\ldots\varpi}^{uv\ldots t}$ nul sauf pour $v=\beta, \ldots, t=\varpi$ où il prend la valeur $1/a$.

2° *la matrice d'effet* $\mathcal{A}=\mathbf{I}_n-\mathbf{A}[\mathbf{I}_n$, matrice unité de $\mathrm{R}^{(n)}$].

Il est alors possible de décomposer $\overrightarrow{\mathrm{OM}}$ en deux vecteurs orthogonaux :

$$\mathbf{A}\overrightarrow{\mathrm{OM}}=\left(\sum_{uv,\ldots,t} a_{\alpha\beta\ldots\varpi}^{uv\ldots t}\mu_{uv\ldots t}\right)=(\mu_{\bullet\beta\gamma\ldots\varpi})$$

(le point • représentant la moyenne par rapport à l'indice α) et

$$\mathcal{A}\overrightarrow{\mathrm{OM}}=(\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}-\mu_{\bullet\beta\ldots\varpi}).$$

En généralisant cette convention on peut définir des vecteurs *interactions au sens strict* de divers ordres.

Nous conviendrons d'appeler :

1° *Interaction d'ordre zéro* relatif à un facteur A, ou effet de A, le vecteur

$$\mathcal{A}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}]=[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}-\mu_{\bullet\beta\ldots\varpi}].$$

2° *Interaction du premier ordre* relative à deux facteurs A et B, le vecteur défini par le produit des matrices $\mathcal{A}$ et $\mathcal{B}$,

$$\mathcal{A}\mathcal{B}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}]=\mathcal{A}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}-\mu_{\alpha\bullet\gamma\ldots\varpi}]=[\mu_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi}-\mu_{\alpha\bullet\gamma\ldots\varpi}-\mu_{\bullet\beta\gamma\ldots\varpi}+\mu_{\bullet\bullet\gamma\ldots\varpi}].$$

3° Plus généralement *interaction d'ordre* (K — 1) relative à K($\leqq$P) facteurs A, B, …, K, le vecteur défini par $\mathcal{A}\mathcal{B}\mathcal{C}\ldots\mathcal{K}[\mu_{\alpha\beta\ldots\kappa\ldots\varpi}]$ où les matrices d'effets peuvent *être appliquées dans un ordre quelconque*.

Si ce vecteur est nul, nous conviendrons de dire que l'interaction entre ces K facteurs est *strictement* nulle.

A chaque interaction au *sens strict* entre K facteurs, nous ferons correspondre le vecteur appelé, par opposition, *interaction moyenne*, obtenu en substituant des *points* aux indices relatifs à chacun des (P — K) facteurs qui n'interviennent pas dans la définition de l'interaction; ce qui revient à faire le produit du vecteur interaction (au sens strict) par les matrices des moyennes relatives aux P — K facteurs restants.

Il correspondra par exemple à $\mathcal{A}\mathcal{B}[\mu_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi}]$ l'interaction moyenne

$$\mathcal{A}\mathcal{B}[\mu_{\alpha\beta\bullet\bullet\ldots\bullet}]=\mathcal{A}\mathcal{B}\mathbf{CD}\ldots\mathbf{P}[\mu_{\alpha\beta\gamma\ldots\varpi}].$$

Dans la suite nous dirons qu'une interaction est nulle *en moyenne* si l'interaction moyenne correspondante est un vecteur nul.

Les tests classiques d'analyse de variance portent sur la signification des interactions moyennes alors que du point de vue expérimental, ce sont les interactions au sens strict qui jouent le rôle fondamental.

On peut passer des unes aux autres par le théorème suivant :

THÉORÈME FONDAMENTAL. — *Dans une expérimentation à* P *facteurs, la condition nécessaire et suffisante, pour qu'une interaction entre* $K(\leqq P)$ *facteurs ABC...K soit* strictement *nulle, est qu'elle soit nulle,* en moyenne *ainsi que* toutes les interactions d'ordre supérieur *où figurent à la fois ces* K *facteurs.*

La condition nécessaire est évidente : si l'interaction est strictement nulle, le produit de ce vecteur nul par un nombre quelconque de matrices d'effets et de matrices de moyennes sera nul.

La condition suffisante est vraie pour $K = P$ facteurs puisque l'interaction moyenne se confond alors avec l'interaction au sens strict.

Admettons que le théorème soit vrai pour $K + h$ facteurs avec $h > 0$ et montrons qu'il est encore vrai pour K facteurs.

Par hypothèse $\underbrace{\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K}}_{\text{K facteurs}}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varkappa\bullet\bullet\ldots\bullet}] = 0$, c'est-à-dire

$$\boxed{\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K}\mathbf{LM}\ldots\mathbf{P}[\mu_{\alpha\beta}\ldots\varpi] = 0} \tag{1}$$

et toutes les interactions d'ordre supérieur où figure le produit $\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K}$ sont également nulles en *moyenne*. Le théorème étant supposé vrai pour $K + h$ facteurs, ces interactions sont *strictement* nulles et l'on peut écrire en particulier

$$(\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K})\mathcal{L}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}] = 0,$$

$$\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots$$

$$(\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K})\mathcal{P}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}] = 0.$$

En multipliant la première de ces relations par le produit de matrice $\mathbf{M}\ldots\mathbf{P}$ et en ajoutant à la relation (1), il vient, compte tenu de $\mathcal{A} + \mathbf{A} = \mathbf{I}_n$,

$$\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K}\mathbf{M}\ldots\mathbf{P}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}] = 0.$$

En multipliant de façon similaire les relations suivantes par $(\mathbf{N}\ldots\mathbf{P}), \ldots, \mathbf{P}$ et $\mathbf{I}_n$, il vient par addition

$$\boxed{\mathcal{A}\mathcal{B}\ldots\mathcal{K}[\mu_{\alpha\beta\ldots\varpi}] = 0.}$$

C. Q. F. D.

(*) Séance du 20 mai 1957.

STATISTIQUE STELLAIRE. — *Sur la détermination du nuage des vitesses spatiales à partir des vitesses radiales; étude des grandes vitesses.* Note (*) de M. **FERNAND NAHON**, présentée par M. Georges Darmois.

Considérons la projection sur le plan galactique du nuage des vitesses d'un groupe d'étoiles proches du Soleil, situées dans le plan galactique. Nous établissons une formule permettant le calcul du nombre de vitesses spatiales plus grandes qu'une limite arbitraire, lorsqu'on connaît la distribution des vitesses radiales des étoiles du groupe.

1. *Position du problème.* — Considérons un groupe de N étoiles proches du Soleil, situées dans le plan galactique. Soient (x, y) les coordonnées du point de vitesse d'une étoile, en projection sur le plan galactique, par rapport à un système d'axes rectangulaires ayant pour origine le point de vitesse du Soleil. Soit $V = \sqrt{x^2+y^2}$ la vitesse spatiale et $[R = x\cos\alpha + y\sin\alpha]$ la vitesse radiale d'une étoile de longitude α. Les catalogues de vitesses radiales nous donnent les distributions $g(R;\ \alpha)$ des étoiles de vitesse radiale R, de longitude α. Il s'agit d'en déduire le nombre $Q(\rho)$ des étoiles dont la vitesse spatiale V est supérieure à un nombre arbitraire ρ.

2. *La solution d'Ambarzumian* (1). — Soit $\omega(\rho)$ la fonction

$$\omega(\rho) = \frac{1}{2\pi\rho}\left(-\frac{dQ}{d\rho}\right).$$

Soit G(R) la moyenne par rapport à α des distributions observables $g(R;\alpha)$:

$$G(R) = \int_0^{2\pi} g(R;\ \alpha)\, d\alpha.$$

Ambarzumian établit la formule

$$G(R) = \int_{-\infty}^{+\infty} \omega\left(\sqrt{R^2+v^2}\right) dv. \tag{1}$$

Connaissant G(R) on en déduit théoriquement $\omega(\rho)$, et par intégration $Q(\rho)$.

Nous nous proposons d'établir la formule d'Ambarzumian par une autre méthode qui nous donnera directement la relation entre $Q(\rho)$ et G(R).

3. *Rappel des hypothèses.* — On suppose que la distribution des vitesses est indépendante de la longitude, et que la distribution des positions est uniforme en longitude. La fonction de répartition du groupe d'étoiles considéré est donc de la forme

$$F(x, y, \alpha)\, dx\, dy\, d\alpha = f(x, y)\, dx\, dy\, N\frac{d\alpha}{2\pi}. \tag{2}$$

Soient R la vitesse radiale, T la vitesse tangentielle d'une étoile de longitude α. On a

$$x = R\cos\alpha - T\sin\alpha, \qquad y = R\sin\alpha + T\cos\alpha.$$

Désignons par $\bar{x}$, $\bar{y}$ ces deux fonctions, substituons dans (2), nous obtenons la distribution des composantes R, T des étoiles de longitude α; intégrons en α, nous obtenons la distribution des composantes R, T des étoiles du groupe, quel que soit α :

$$\Phi(R, T) = \frac{N}{2\pi}\int_0^{2\pi} f(\bar{x}, \bar{y})\, d\alpha, \tag{3}$$

4. *Propriété de la distribution* $\Phi(R, T)$. — Le changement de variables

$$R = V\cos u \quad \text{donne} \quad \overline{x} = V\cos(\alpha + u),$$
$$T = V\sin u \quad \text{donne} \quad \overline{y} = V\sin(\alpha + u);$$

l'intégration du second membre de (3) fait disparaître u, d'où ce résultat : la distribution Φ dépend de R, T par l'intermédiaire de la seule fonction $V^2 = R^2 + T^2$.

Nous poserons

$$\Phi(R, T) = \varphi(R^2 + T^2).$$

Cette propriété a de nombreuses conséquences :

a. Soit $G(R) \equiv g(R^2)$ la distribution (symétrique) des vitesses radiales des étoiles du groupe, quelle que soit leur longitude α,

$$g(R^2) = 2\int_0^\infty \varphi(R^2 + T^2)\,dT, \tag{4}$$

ceci est la relation d'Ambarzumian (1), avec des notations différentes.

b. L'équation (4) est identique à l'équation de Jeans des systèmes d'étoiles « bien mélangées ». Nous avons étudié cette équation [2] et démontré en particulier la propriété suivante : les moments de la distribution $\Phi(\rho^2)$ sont proportionnels aux moments de la distribution $g(R^2)$; les coefficients de proportionnalité sont des constantes numériques connues.

c. Établissons la formule donnant le nombre d'étoiles $Q(\rho)$ dont la vitesse V est supérieure à ρ; c'est l'intégrale de $\varphi(V^2)\,dR\,dT$ à l'extérieur du cercle $R^2 + T^2 = \rho^2$, donc

$$Q(\rho) = 2\pi\int_\rho^\infty \varphi(V^2)\,V\,dV.$$

D'autre part calculons

$$I = 2\int_0^\infty g(R^2 + \rho^2)\,dR.$$

D'après (4) c'est l'intégrale double étendue à tout le plan de la répartition

$$\varphi(\rho^2 + R^2 + T^2)\,dR\,dT,$$

le changement de variables

$$R = \sqrt{V^2 - \rho^2}\cos\theta, \qquad T = \sqrt{V^2 - \rho^2}\sin\theta$$

transforme cette intégrale double en

$$\int_0^{2\pi} d\theta \int_\rho^\infty \varphi(V^2)\,V\,dV = Q(\rho),$$

d'où la formule annoncée :

$$Q(\rho) = 2\int_0^\infty g(R^2 + \rho^2)\,d\rho. \tag{5}$$

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) *Monthly Notices*, 96, 1936, p. 172.

(2) *Thèse* (*Bull. Astron.*, 21, fasc. 1, 1957).

AÉRODYNAMIQUE. — *Aile symétrique à portance nulle et de volume donné réalisant le minimum de traînée en écoulement supersonique.* Note (*) de M. **Paul Germain**, présentée par M. Maurice Roy.

Une théorie analogue à celle proposée précédemment pour les ailes portantes (1) peut être développée dans le cas d'une aile épaisse à portance nulle. La condition de « fermeture » de l'aile conduit cependant à des résultats plus compliqués donnés ici dans le cas où le volume est imposé. Toutefois, le cas où la forme en plan donnée présente un axe de symétrie normal au vent peut être traité complètement.

1. L'étude est faite dans le cadre de l'approximation linéaire. La vitesse à l'infini est dirigée suivant l'axe des x_1; la forme en plan donnée est une région (A) du plan $x_3 = 0$. On désigne par φ le potentiel de perturbation; u et w les composantes suivant Ox_1 et Ox_3 de la vitesse de perturbation. Si M est le nombre de Mach φ est la solution de

$$L(\varphi) = \beta^2 \varphi_{x_1x_1} - \varphi_{x_2x_2} - \varphi_{x_3x_3} = 0, \qquad \beta^2 = M^2 - 1,$$

nulle à l'infini amont, telle que $w = \varphi_{x_3}$ s'annule dans le plan $x_3 = 0$ sauf sur (A) où il prend des valeurs données. Soit V le volume donné de l'aile, qui, on le suppose, satisfait à la condition de fermeture. Ces valeurs données sont donc telles que

$$V + 2\iint_{(A)} w[x_1 + h(x_2)]\, dx_1\, dx_2 = 0 \tag{1}$$

quelle que soit la fonction continue $h(x_2)$ donnée.

2. L'écoulement transposé associé à une aile symétrique donnée est défini comme l'écoulement autour de l'aile (A*) définie par $w^* = -w(-x_1, -x_2)$; on note φ^* le potentiel des vitesses. L'écoulement combiné est défini par $\tilde{\varphi} = \varphi + \varphi^*(-x_1, -x_2, x_3)$; naturellement $\tilde{w} = 0$. Or il est aisé de caractériser à partir de cet écoulement combiné, l'aile vérifiant la condition (1) réalisant le minimum de traînée; on sait en effet (2) que, pour cette aile optimum, la pression combinée est telle que

$$u = \lambda x_1 + k_1(x_2),$$

λ étant un coefficient numérique, k_1 une fonction *a priori* arbitraire de x_2. On peut en déduire la forme de $\tilde{\varphi}$ pour l'aile optimum dans le domaine fermé ($\mathcal{D}$) limité par le plan $x_3 = 0$, la surface caractéristique S_+, enveloppe des cônes de Mach directs ayant leur sommet sur le bord d'attaque et la surface S_-, d'équation $x_1 = f(x_2, x_3)$, définie comme S_+ à partir du bord de fuite et des cônes

de Mach rétrogrades. On peut montrer facilement en effet que $\tilde{\varphi}$ est de la forme

$$(2) \qquad \tilde{\varphi} = \lambda\left[\frac{1}{2}(x_1^2+\beta^2 x_3^2) - G(x_2, x_3)\right] + x_1 K_1(x_2, x_3) - K_2(x_2, x_3),$$

où G, K_1, K_2 sont des fonctions harmoniques de x_2 et x_3 dans le domaine (Δ) — projection sur $x_1 = 0$ de ($\mathcal{D}$), limité par un segment AB et un arc de courbe (C) — satisfaisant aux conditions suivantes :

$$(3) \qquad \begin{cases} \text{sur (C)}: & 2G = f^2 + \beta^2 x_3^2, \quad K_2 = f K_1; \\ \text{sur AB}: & G_{x_3} = (K_1)_{x_3} = (K_2)_{x_3} = 0. \end{cases}$$

En effet $\Phi = \tilde{\varphi}(f, x_2, x_3)$ est évidemment nul sur (C) et $\tilde{\varphi}_{x_3}$ nul sur $x_3 = 0$. La fonction G est donc bien déterminée ; il n'en est pas de même des fonctions K_1 et K_2 ni de la constante λ. La détermination complète de $\tilde{\varphi}$ ne peut se faire qu'en écrivant la condition (1).

3. Pour traduire la condition (1), nous utilisons la formule de Ward :

$$(4) \quad -\iint_{(\Delta)} (u_1 w_2 + u_2 w_1)\, dx_1\, dx_2 = \iint_{(\Delta)} \{ (\Phi_1)_{x_2}(\Phi_2)_{x_2} + (\Phi_1)_{x_3}(\Phi_2)_{x_3} \}\, dx_2\, dx_3 = (\Phi_1, \Phi_2)$$

dans laquelle φ_1, u_1, w_1 est un écoulement direct ; φ_2, u_2, w_2 une solution quelconque de l'équation $L(\varphi) = 0$, Φ_1 et Φ_2 les valeurs de φ_1 et φ_2 sur S_-.

Comme solution φ_1 nous prenons l'écoulement optimum étudié et pour φ_2 la solution

$$\varphi_2 = \frac{1}{2}(x_1^2 + \beta^2 x_3^2) + x_1 H_1(x_2, x_3) + H_2(x_2, x_3),$$

où H_1 et H_2 désignent des fonctions harmoniques de x_2 et x_3 dans (Δ), soumises aux seules conditions $(H_1)_{x_3} = (H_2)_{x_3} = 0$ sur AB. L'application de (4), compte tenu de (1), montre que l'on doit avoir

$$V = (\Phi, f^2 + \beta^2 x_3^2) + 2(\Phi, f H_1) + 2(\Phi, H_2),$$

ce qui ne peut être réalisé, vu l'arbitraire restant dans la définition de H_1 et H_2 que si

$$(5) \qquad (\Phi, H_2) = 0, \qquad (\Phi, f H_1) = 0, \qquad (\Phi, f^2 + \beta^2 x_3^2) = V.$$

La première condition (5) est automatiquement satisfaite. La deuxième peut se traiter comme suit [la dérivée normale extérieure de Φ est notée $(\Phi)_n$]

$$(6) \qquad (\Phi, f H_1) = -\iint_{\Delta} f H_1\, \Delta\Phi\, dx_2\, dx_3 + \int_{AB+(C)} f H_1 (\Phi)_n\, ds = 0.$$

Soit χ_1 une fonction auxiliaire définie dans (Δ) à partir de Φ par

$$\Delta\chi_1 = f\Delta\Phi, \qquad \text{sur (C)}: \ \chi_1 = 0, \qquad \text{sur AB}: \ (\chi_1)_n = f(\Phi)_n;$$

on vérifie aisément par application de la formule de Green que (6) se réduit à

$$\int_{(C)} H_1 [f(\Phi)_n - (\chi_1)_n\, ds = 0$$

et comme les valeurs de H_1 sur (C) sont arbitraires, (6) est satisfait si et seulement si $f(\Phi)_n-(\chi_1)_n=0$. C'est cette dernière condition qui permet la détermination de K_1 et K_2. Il est commode de poser

$$\chi_1=\frac{1}{3}\lambda f^3+\frac{1}{2}f^2K_1-\beta^2\chi_2$$

si bien que les fonctions inconnues, χ_2, K_1, K_2 satisfont aux équations et conditions aux limites suivantes :

$$(7)\qquad \Delta\chi_2=K_1,\qquad \Delta K_1=\Delta K_2=0;\qquad \text{sur AB}:\ (\chi_2)_n=(K_1)_n=(K_2)_n=0$$

$$\text{sur (C)}:\ \beta^2\chi_2=\frac{1}{2}f^2K_1+\frac{\lambda}{3}f^3,\qquad K_2-fK_1=0,$$

$$\beta^2(\chi_2)_n+\frac{1}{2}f^2(K_1)_n-f(K_2)_n+\lambda f[\beta^2x_3(x_3)_n-(G)_n]=0.$$

Ces équations et conditions permettent en principe la détermination de χ_2, K_1, K_2. La difficulté vient de ce que chaque condition sur (C) fait intervenir au moins deux fonctions inconnues; nous ne discuterons pas ici la résolution de ce système dans le cas général; on notera incidemment que f n'intervient que par ses valeurs sur (C). Enfin ce problème résolu, la détermination de λ se fait sans difficulté en écrivant la dernière condition (5); cette valeur de λ est directement liée au coefficient de traînée de l'aile optimum étudiée :

$$SC_x=-2\int_A \tilde{u}w\,dx_1\,dx_2=\lambda V.$$

4. Un cas particulier extrêmement simple est celui où la forme en plan présente un axe de symétrie normal au vent. On peut alors faire $f=0$ dans les équations (7), si bien que les fonctions inconnues χ_2, K_1, K_2 sont identiquement nulles. Appliquons au cas où la forme en plan est une ellipse, notons ε la pente moyenne de l'aile et posons

$$x_1=a\xi_1=a\cos\omega,\qquad \beta x_2=a\xi_2=\beta b\sin\omega;$$
$$\beta x_3=a\xi_3,\qquad a\,\mathrm{tg}\,\omega_0=\beta b,\qquad V=\pi a^2 b\varepsilon.$$

Dans (Δ) le contour (C) est la demi-ellipse $\cos^2\omega_0\,\xi_2^2+\xi_3^2=1$. On trouve aisément

$$G=a^2g=a^2[(\xi_3^2-\xi_2^2)\cos^2\omega_0+1]\{2(1+\cos^2\omega_0)\}^{-1},$$
$$\pi a^4\lambda=4V\cos\omega_0(1+\cos^2\omega_0)$$

et

$$\beta C_x=4\varepsilon^2\sin\omega_0(1+\cos^2\omega_0).$$

Conformément au résultat (³) donné par R. T. Jones, c'est bien le C_x obtenu si le profil de l'aile est un losange de pente ε.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(¹) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1135.

(²) R. T. Jones, *J. Aeron. Sc.*, 18, n° 2, 1951.

(³) *J. Aéron. Sc.*, 19, n° 12, 1952.

HYDRAULIQUE. — *Sur l'écoulement laminaire d'un liquide électriquement conducteur soumis à l'action d'un champ magnétique transversal.* Note (*) de MM. **Étienne Crausse** et **Yves Poirier**, transmise par M. Charles Camichel.

Écoulement laminaire en conduite rectiligne d'un liquide conducteur soumis à un champ magnétique transversal. Paramètre caractéristique de l'écoulement. Analyse des pertes dans un cas particulier.

Considérons l'écoulement laminaire d'un fluide visqueux et électriquement conducteur dans une conduite rectiligne de section uniforme, un champ magnétique uniforme d'origine extérieure étant exercé normalement à l'axe de la conduite.

Si l'on pose que le gradient longitudinal de pression p/l ne dépend que de la vitesse moyenne V dans la section droite, d'une dimension linéaire a caractéristique de celle-ci, de la viscosité absolue η du liquide, de sa conductivité électrique σ et de sa perméabilité magnétique μ, des considérations dimensionnelles établissent aisément l'expression suivante de ce gradient, exprimé en hauteur de liquide par unité de longueur du tube (ρ étant la masse volumique du liquide) :

$$J = \frac{1}{\rho g}\frac{p}{l} = \frac{V\eta}{\rho g a^2} f(M), \qquad \text{avec} \quad M = \mu H a \left(\frac{\sigma}{\eta}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{1}$$

le terme adimensionnel M ainsi mis en évidence devant constituer le paramètre caractéristique de tels phénomènes.

Effectivement, pour un écoulement entre plaques parallèles très larges écartées de $2a$, H étant normal aux plaques, on peut établir [1] les expressions suivantes concernant la vitesse locale v en un point d'abscisse transversale x (ox étant normal aux plaques et l'origine o à mi-distance des plaques) et pour la vitesse moyenne V :

$$v = \frac{Ca^2}{M}\frac{e^M + e^{-M}}{e^M - e^{-M}}\left(1 - \frac{e^{Ms} + e^{-Ms}}{e^M + e^{-M}}\right),$$

$$V = \frac{Ca^2}{M^2}\frac{1 - \dfrac{\text{th}\,M}{M}}{\dfrac{\text{th}\,M}{M}}, \tag{2}$$

avec

$$C = \frac{p}{\eta l}, \qquad s = \frac{x}{a}, \qquad -1 \leqq s \leqq +1.$$

La relation (2) est bien de la forme (1). Ces expressions deviennent, pour $M = 0$ (ou $H = 0$) :

$$v = \frac{C}{2}(a^2 - x^2), \qquad V = \frac{C}{3}a^2. \tag{3}$$

La puissance volumique dissipée étant ici de la forme $P_t = Vp/l$, il est possible de comparer, pour un même débit, et à partir des relations (2) et (3), la puissance dissipée lorsque $M = 0$ (indice 1) et la puissance correspondante pour $M \neq 0$ (indice 2) en formant par exemple le rapport

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{P_{t2}}{P_{t1}} = \frac{M^2}{3} \frac{\frac{\operatorname{th} M}{M}}{1 - \frac{\operatorname{th} M}{M}}.$$

Ce rapport est toujours supérieur à l'unité et croît avec M. A débit égal, la puissance dissipée est donc toujours plus grande avec champ magnétique que sans champ magnétique (tout au moins en régime laminaire).

Il est également intéressant de dresser le bilan énergétique de l'écoulement en décomposant cette puissance volumique dissipée en deux termes, P_η et P_e, correspondant respectivement à l'effet de viscosité et à l'effet Joule :

$$P_\eta = \frac{\eta}{2a} \int \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx = \frac{\eta C^2 a^2}{2} \left[\frac{1}{M} \frac{e^M + e^{-M}}{e^M - e^{-M}} - \frac{4}{(e^M - e^{-M})^2}\right]$$

$$= \frac{\eta V^2 M^2}{2a^2} \frac{M(e^{2M} - e^{-2M}) - 4M^2}{[M(e^M + e^{-M}) - (e^M - e^{-M})]^2},$$

$$P_e = \frac{\mu^2 H^2 \sigma}{2a} \int v(v - V)\, dx = \frac{\eta C^2 a^2}{2} \left[\frac{1}{M} \frac{e^M + e^{-M}}{e^M - e^{-M}} + \frac{4}{(e^M - e^{-M})^2} - \frac{2}{M^2}\right]$$

$$= \frac{\eta V^2 M^2}{2a^2} \frac{M(e^{2M} - e^{-2M}) + 4M^2 - 2(e^M - e^{-M})^2}{[M(e^M + e^{-M}) - (e^M - e^{-M})]^2}.$$

Le rapport P_e/P_η est indépendant de V et ne dépend que de M. Il est toujours inférieur à 1, mais, se confondant rapidement avec $1 - 2/M$, il tend vers l'unité lorsque M croît.

On aurait par exemple pour le mercure [$\sigma = 10^4 (\Omega.\text{cm})^{-1}$, $\eta = 0{,}016$ c. g. s.] et avec $a = 1$ mm :

pour $H = 1\,000$ Oe, $M = 2{,}5$ et $\frac{P_e}{P_\eta} = 0{,}29$,

pour $H = 10\,000$ Oe, $M = 25$ et $\frac{P_e}{P_\eta} = 0{,}92$.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) J. Hartmann, *Hg-Dynamics I*, *Mathematisk-fysike Meddelelser*, 15, 6, 1937.

TECHNIQUE AÉRONAUTIQUE. — *Calcul des éléments optimum pour les ensembles électriques d'aviation*. Note (*) de M. **Jean Bertrais**, présentée par M. Camille Gutton.

Pour réduire le poids des matériels électriques ou radioélectriques on peut être amené à faire des sacrifices sur le rendement. On augmente alors la demande d'énergie à la source, et par suite le poids de celle-ci. Pour savoir si,

en définitive, un gain a été obtenu, il faut calculer le poids global de l'ensemble : source plus matériel. Ce poids est appelé poids généralisé ([1]). C'est le nouveau critère qui permet de fixer les limites ultimes de la « miniaturisation ».

Pour des éléments dissipatifs, la réduction des dimensions, même sans diminution corrélative du rendement entraîne une élévation de la température de fonctionnement. Il peut en résulter des servitudes de refroidissement qui se traduisent par un poids supplémentaire du matériel proprement dit ou des organes annexes, dont il faut tenir compte dans l'expression du poids généralisé.

Le poids généralisé est la somme, du poids propre du matériel, et du poids de la source d'énergie et des dispositifs de refroidissement nécessaires pour en assurer le fonctionnement. C'est le matériel de poids généralisé minimum qui donne à l'avion ou à l'engin la charge la plus légère.

Expression du poids généralisé. — Soit un matériel de poids P', qui fournit la puissance utile W' avec un rendement r. Supposons que la source fournit une puissance W pour un poids total P, ce poids comprend celui du générateur, des accessoires, du câblage et le poids équivalent à l'énergie pour fournir cette puissance. On admettra en première approximation que

$$P = GW, \tag{1}$$

P et W étant exprimés en grammes et en watts, G est le coefficient d'équivalence en grammes par watt. Il est constant pour un cas donné.

Le matériel prélève à la source la puissance W'/r, qui correspond au poids GW'/r.

Le poids total de l'ensemble et de la source est

$$P_t = P' + G\frac{W'}{r} \tag{2}$$

ou encore

$$P_t = P' + GW' + GW'\left(\frac{1-r}{r}\right) = P' + GW' + G.\text{pertes},$$

puisque le terme $W'(1-r)/r$ représente les pertes dans le matériel.

Pour une fonction déterminée, la puissance utile W' est constante. Il suffit donc de rendre minimum l'expression :

$$P = P' + GW'\left(\frac{1-r}{r}\right) = \text{poids propre} + \text{poids équivalent aux pertes}. \tag{3}$$

C'est l'expression (3) que l'on appelle le poids généralisé.

Si le matériel doit être refroidi et qu'il faille un poids P'' du dispositif de refroidissement pour évacuer une puissance W'', on admettra également que $P'' = FW''$, où F est le coefficient d'équivalence pour la puissance enlevée. F est fonction, du mode de refroidissement, du temps, de la différence de température entre les sources chaude et froide, du poids propre de l'appareil

de refroidissement et de ses accessoires ainsi que du poids équivalant à la puissance nécessaire à son fonctionnement.

La puissance à évacuer étant en général égale aux pertes dans l'élément, le poids généralisé du matériel compte tenu du refroidissement s'écrit

$$P_g = P' + (G + F) W' \left(\frac{1-r}{r}\right) = P' + (G + F) \text{ (pertes)}. \tag{4}$$

Cette expression permet de comparer entre eux divers matériels et de choisir celui qui a le poids généralisé minimum.

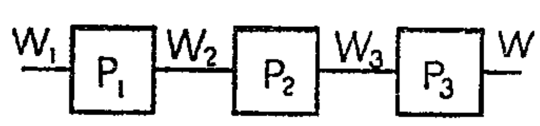


Fig. 1

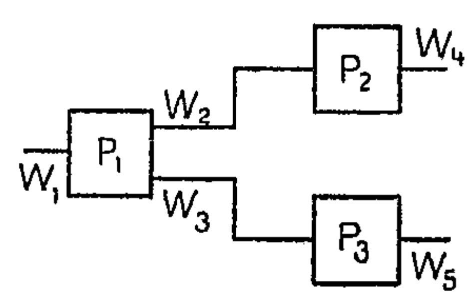


Fig. 2.

Calcul du poids généralisé. — Théorème. — *Le poids généralisé d'un ensemble est égal à la somme des poids généralisés des éléments mis en cascade ou en parallèle.*

Pour le montrer considérons un ensemble composé de trois éléments en cascade, de poids réels P_1, P_2, P_3 et recevant les puissances W_1, W_2, W_3 et fournissant la puissance W.

Le coefficient d'équivalence étant $(G + F)$ on a en appliquant la relation (4), d'une part à l'ensemble et d'autre part à chaque élément :

$$P_g = P_1 + P_2 + P_3 + (G + F)(W_1 - W), \qquad P_{g1} = P_1 + (G + F)(W_1 - W_2) \tag{5}$$

et ainsi de suite, ce qui donne bien

$$P_g = P_{g1} + P_{g2} + P_{g3}. \tag{6}$$

Ce résultat se généralise à un nombre quelconque d'éléments. Il est également valable pour le montage représenté figure 2.

Méthode de calcul d'un élément de poids généralisé minimum. — *Cas du refroidissement forcé.* — 1° Ayant choisi la forme et le principe de fonctionnement de l'élément on calcule, le poids réel P′, les pertes W en fonction des diverses variables x_i et le poids équivalent de la source; GW et du refroidissement FW. Le poids généralisé est donné par (4).

2° On résout le système d'équations $\partial P_g/\partial x_i = 0$ en tenant compte des diverses relations d'origine physique. Les variables x_i sont alors déterminées en fonction des divers paramètres.

3° La température de fonctionnement est traitée comme les autres variables, la température ambiante étant un paramètre.

4° On peut alors calculer les expressions donnant les poids réel et généralisé en fonction des divers paramètres. L'élément est ainsi complètement déterminé.

Cas du refroidissement naturel. — 1° On calcule l'expression du poids réel et des pertes. On ne tient pas compte du poids du refroidissement. Le poids généralisé est donné par l'expression (3).

2° On résout le système des équations $\partial P_g / \partial x_i = 0$. On obtient ainsi les valeurs des variables en fonction des paramètres, et au moins une des variables est fonction de la température.

3° La température de fonctionnement T n'a pas été définie. Pour la fixer, on écrit que la puissance dissipée à l'intérieur de l'élément est égale à la puissance perdue par convection, conduction et rayonnement. On obtient ainsi T en fonction de la température ambiante T_0 et d'une variable x. Soit $T = f(x, T_0)$ la relation obtenue (*fig.* 3). Elle peut également être obtenue expérimentalement.

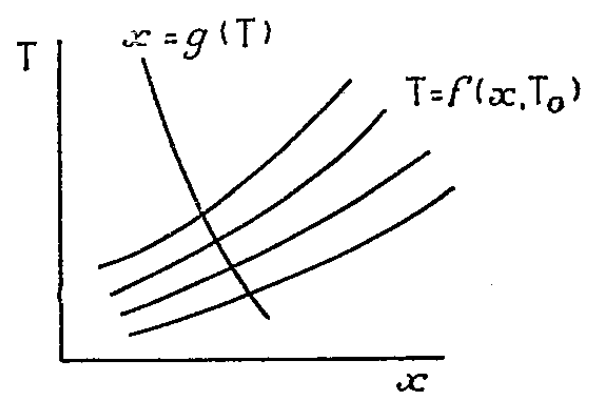


Fig. 3.

Par ailleurs en (2), on a obtenu la valeur optimum de la variable x en fonction de T par une expression de la forme $x = g(T)$ (*fig.* 3).

Pour T_0 donné, le point de fonctionnement correspondant au poids généralisé minimum est donné par le point d'intersection des deux courbes. L'élément est ainsi complètement déterminé.

Des exemples d'application de ces méthodes seront donnés ultérieurement.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) La notion de poids généralisé a été introduite pour la première fois par M. de Coligny.

RELATIVITÉ. — *Emploi de la transformation de Lorentz pour des vitesses relatives de référentiels supérieures à c.* Note (*) de M. **Henri Arzeliès**, transmise par M. Jean Cabannes.

J'ai signalé, dans l'Appendice I de ma Cinématique (1), la possibilité d'utiliser la transformation de Lorentz pour $v > c$, contrairement à l'opinion souvent exprimée. Voici deux applications de cette idée.

Mouvement d'un point chargé dans un champ électrique $\vec{E}_1$ *et un champ d'induction* $\vec{\mathcal{B}}_1$ *perpendiculaires.* — Soient $\vec{E}_1$ et $\vec{\mathcal{B}}_1$ les champs dans un système K_1. Il est possible de trouver un référentiel K_2 où n'existe plus qu'un seul des deux champs :

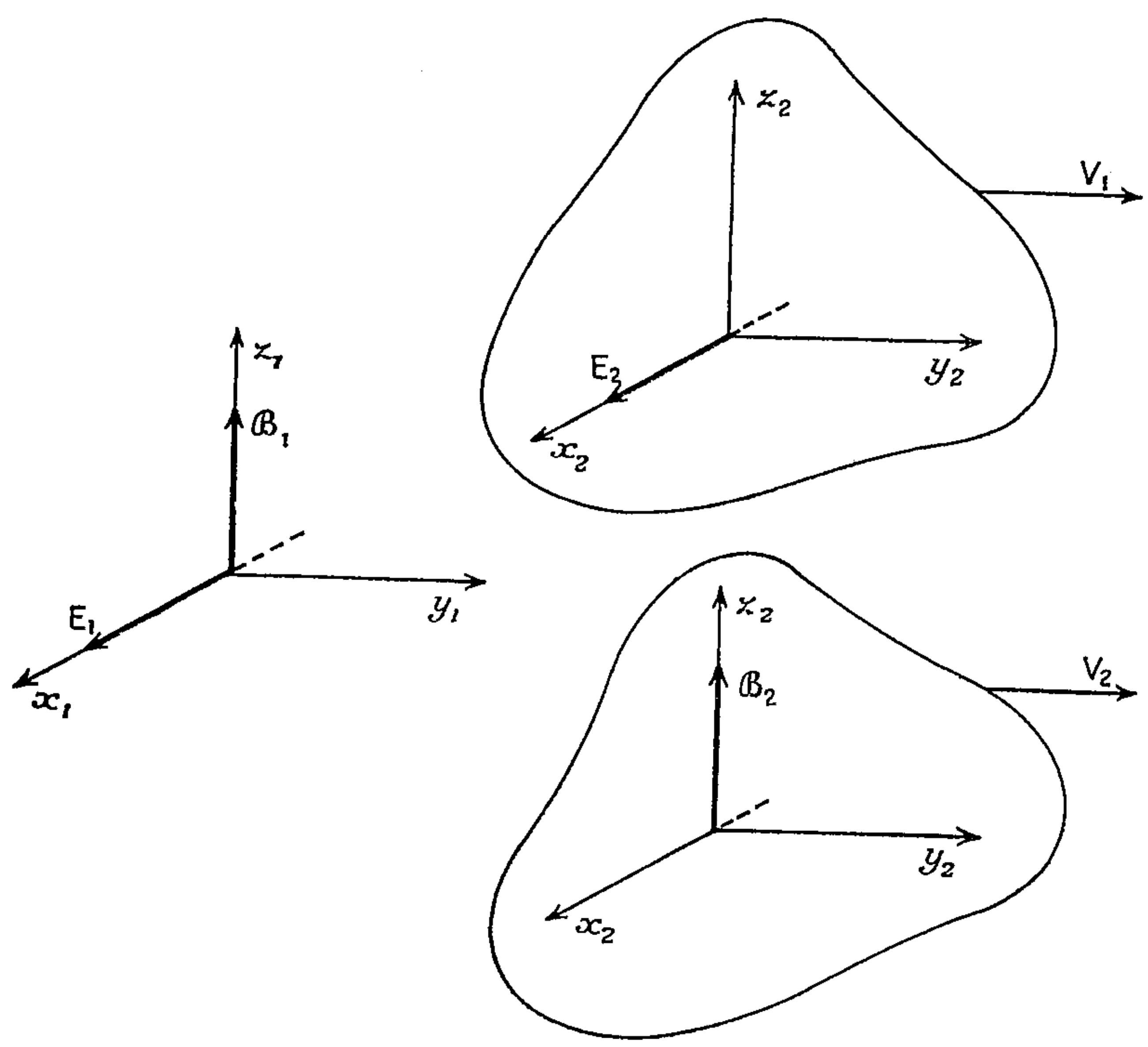
$$\text{le champ } \vec{E}_2 \text{ si } \quad \mathcal{B}_1 < \frac{E_1}{c};$$

$$\text{le champ } \vec{\mathcal{B}}_2 \text{ si } \quad \mathcal{B}_1 > \frac{E_1}{c};$$

avec respectivement (*fig.* 1)

$$v_1' = c^2 \frac{\mathcal{B}_1}{E_1}, \qquad v_2 = \frac{E_1}{\mathcal{B}_1}.$$

Pour avoir le mouvement dans K_1, on peut donc utiliser les résultats relatifs à un champ $\vec{E}_2$ uniforme (la trajectoire est une chaînette) où à un champ $\vec{\mathcal{B}}_2$ uniforme (la trajectoire est une hélice) et transformer dans K_1. Je donne de plus amples détails dans ma Dynamique relativiste ([2]).



Suivant les valeurs de E_1 et $\mathcal{B}_1$, avec les idées usuelles sur la transformation de Lorentz, nous devons partir de l'un ou l'autre de ces deux cas.

Admettons par contre la possibilité de transformations avec $v > c$.

Nous pouvons alors partir par exemple d'un champ E_2 dans K_2 et utiliser

uniquement la vitesse v_1 ; nous obtenons dans K_1 les deux types de solutions, suivant que $v_1 > c$ ou $v_1 < c$.

L'imaginarisation de certaines grandeurs, au passage d'un système à l'autre, ne gêne nullement.

Remarque. — Le cas général ($\overrightarrow{\mathcal{B}_1}$ et $\overrightarrow{E_1}$ faisant un angle quelconque) se traite de façon analogue.

Relations avec la notion d'antiparticule. — Soit une particule de masse propre m_0. Si nous prenons une vitesse $v > c$, nous avons pour la masse m, l'énergie W, l'impulsion p et l'intervalle de temps.

$$m = -\frac{im_0}{\sqrt{\beta^2 - 1}}, \qquad W = -\frac{im_0 c^2}{\sqrt{\beta^2 - 1}};$$

$$p = -\frac{im_0 v}{\sqrt{\beta^2 - 1}}, \qquad dt = -\frac{i\,dt_0}{\sqrt{\beta^2 - 1}}.$$

Nous obtenons donc, à l'imaginarisation près, une masse négative, une impulsion dirigée en sens inverse de la vitesse, des intervalles dt et dt_0 de signes contraires. La valeur absolue de la masse diminue quand v augmente; une mesure donnant le produit mv peut donc être interprétée, au-delà de c, avec de très grandes vitesses et de faibles masses.

Des particularités intéressantes apparaissent également si l'on calcule le champ électromagnétique d'une charge en mouvement par transformation de son champ électrique au repos, avec $v > c$.

Contrairement à certaines affirmations de A. Sommerfeld et de von Laue, on passe de façon continue de la topographie du champ pour $v < c$ à la topographie pour $v > c$.

En l'absence de données expérimentales je ne veux rien conclure de ces analogies. Mais il est tentant de penser que le voisinage de la vitesse c pourrait être une zone singulière où la transformation de Lorentz et l'expression usuelle de la masse cesseraient d'être valables. Le « mur lumineux » serait alors l'analogue du mur sonique et sa traversée pourrait être imaginée.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) *La Cinématique relativiste*, Gauthier-Villars, 1955.

(2) *La Dynamique relativiste et ses applications*, Gauthier-Villars, (à paraître incessamment).

THERMODYNAMIQUE. — *Conductibilité thermique de l'azote entre* 75 *et* 700° C *et jusqu'à* 1 000 *à* 1 600 *atm.* Note de M. **Pierre Johannin**, présentée par M. Gustave Ribaud.

Les données sur la conductibilité thermique des gaz fortement comprimés (au moins quelques centaines d'atmosphères) sont très rares : à notre

connaissance, les seules concernant l'azote, qui est avec la vapeur d'eau le gaz le plus étudié, sont celles de Stoliarov, Ipatiev et Teodorovitch [1] jusqu'à 300° C et 500 atm, celles de J. M. Lenoir et P. W. Comings [2], [3] jusqu'à 68° C et 200 atm, celles de A. Michels et A. Botzen [4], [5] jusqu'à 75° C et 2 500 atm, les résultats définitifs de F. G. Keyes [6] n'étant à notre connaissance pas encore publiés.

Stoliarov a utilisé la méthode du fil, Michels la méthode des plaques horizontales parallèles avec anneau de garde, Keyes la méthode des cylindres coaxiaux, ainsi que Lenoir et Comings dans une modification qui en fait une méthode de mesure relative. Dans tous ces cas, le chauffage est externe, c'est-à-dire que le récipient contenant le gaz sous pression (bombe) est placé dans un thermostat et sa température est la même que celle de la cellule de mesure. Les limites d'emploi de cette méthode sont imposées par la chute des caractéristiques mécaniques des alliages utilisés dans la fabrication des bombes lorsqu'on élève la température. Nous nous sommes affranchi de cette difficulté en reportant le thermostat à l'intérieur de la bombe. Le four contenant la cellule de mesure est séparé de la paroi interne de la bombe par un isolant, la chaleur transmise à travers celui-ci étant évacuée à travers les parois de la bombe par une circulation d'eau extérieure. Nous avons ainsi pu travailler normalement jusqu'à 700° C et 1600 atm, pression en aucune façon limitative. Par contre, cette méthode de chauffage interne aggrave énormément les difficultés concernant la stabilité et l'uniformité de température de la cellule de mesure. En effet, on peut évaluer à un facteur de 10^5 à 10^6, suivant la température, l'augmentation des transports de chaleur par convection laminaire quand on passe de la pression atmosphérique à la pression maximum de nos expériences. Un régulateur de température qui sera décrit ultérieurement a permis d'atteindre une stabilité de l'ordre de 0,01 à 400° C et 0,05 à 700° C, température à laquelle l'alimentation est voisine de la saturation et fournit plus de 4 kW.

Nous avons utilisé la méthode des cylindres coaxiaux, parce qu'elle autorise la réalisation d'un appareil suffisamment petit pour être introduit dans un récipient haute pression et qu'elle permet de séparer les fonctions de mesure de température et d'apport de chaleur, ainsi que d'obtenir des gradients faibles. Notre appareil, qui sera décrit ultérieurement en détail, consiste essentiellement en deux cylindres coaxiaux en argent ménageant une épaisseur de gaz de 0,2 mm. Quatre soudures Pt/Pt 10 % Rh dans le cylindre intérieur, en série avec quatre soudures dans le cylindre extérieur, permettent de mesurer la différence de température entre les deux cylindres. Quelques watts, constants et mesurés à 5.10^{-4} près, sont apportés au centre du cylindre extérieur par un enroulement de platine. Quatre autres thermocouples, le long du cylindre extérieur, permettent de mesurer

la température en différents endroits. L'uniformité de température sur la longueur du cylindre intérieur a été amenée à être de l'ordre de grandeur de la stabilité grâce à quatre enroulements auxiliaires de chauffage. La différence de température entre les deux cylindres est de 1 à 4°, la précision de la mesure est limitée par la stabilité de la température. La faible différence de température utilisée et la réduction à 0,2 mm de l'épaisseur du gaz rendent négligeable l'influence de la convection dans toute l'étendue des mesures. Ceci est vérifié en faisant des mesures avec diverses différences de température qui donnent la même valeur pour la conduction. La faible valeur de l'épaisseur, en même temps que le choix de l'argent, réduit la transmission de chaleur par radiation à une valeur nettement inférieure à 10 % de l'échange par conduction, ceci, à la température maximum. On élimine l'influence de la chaleur transmise par radiation ainsi que par conduction par les fils et supports en comparant les résultats obtenus à la même température à la pression atmosphérique et sous pression. On peut, en effet, admettre que radiation et conduction parasite ne varient pas sensiblement avec la pression. Nous obtenons ainsi la variation de la conductibilité thermique du gaz avec la pression. La valeur à la pression atmosphérique est connue par des mesures antérieures [7].

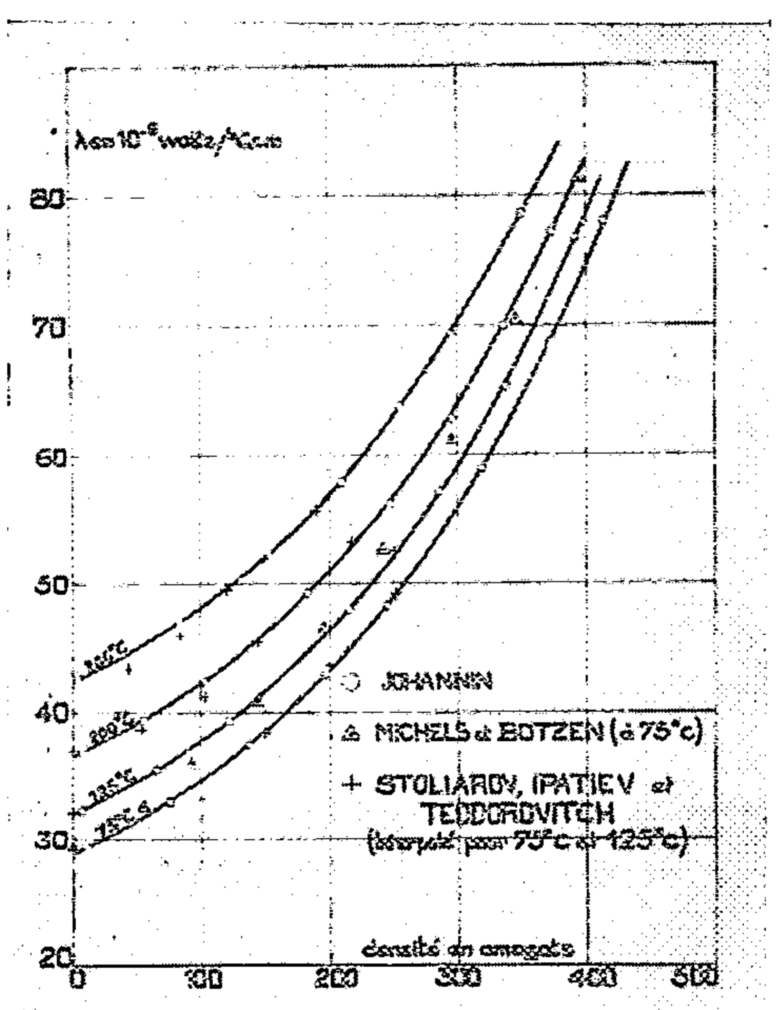


Fig. 1.

Dans la formule : $\lambda = K(W/\Delta T)$ qui relie la conductibilité thermique λ, l'énergie transmise W et la différence de température ΔT, intervient la constante géométrique K de l'appareil. Étant donné la faible épaisseur

du gaz et la forme compliquée du cylindre intérieur qui a permis de ramener la surface non utile de ce dernier à moins de 1 % de sa surface totale, il n'était pas possible de déterminer mécaniquement K avec une précision suffisante. Nous en avons fait une détermination par capacité électrique, utilisant la similitude formelle existant entre champ électrique et champ de température.

Nous donnons (*fig.* 1) les résultats de nos mesures jusqu'à 300° C en fonction de la densité en amagats, ainsi que les résultats de Stoliarov et Michels. L'accord avec les résultats de Stoliarov est satisfaisant. Le désaccord avec ceux de Michels peut atteindre 8 %. Estimant la précision de nos mesures égales à 1 % dans ce domaine, le désaccord avec les résultats

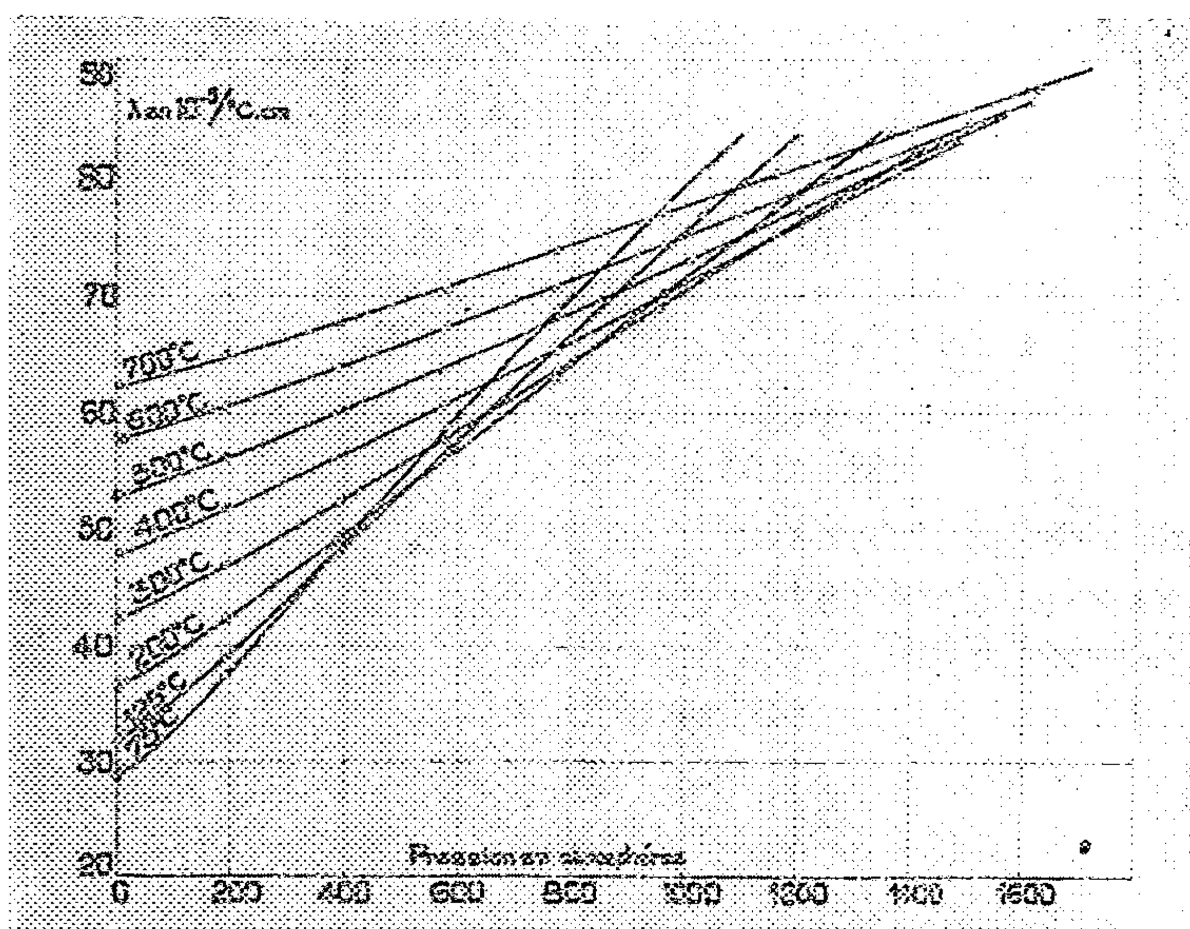


Fig. 2.

de Michels et Botzen pose un problème sérieux. Nous présentons (*fig.* 2) nos résultats jusqu'à 700° C en fonction de la pression en atmosphères. Nous estimons qu'entre 300 et 700° C, la précision décroît régulièrement de 1 à 2 % environ.

(1) *J. Fyz. Chim. U. R. S. S.*, 24, 1950, p. 167-176.
(2) *Chem. Eng. Prog.*, 47, 1951, p. 223.
(3) J. M. Lenoir, W. A. Junk et P. W. Comings, *Chem. Eng. Prog.*, 49, 1953, p. 539-542.
(4) A. Michels et A. Botzen, *Physica*, 19, 1953, p. 585-598.
(5) A. Botzen, *Thèse*, Amsterdam.
(6) *Trans. A. S. M. E.*, 1955, p. 1395.
(7) A. J. Rothman et L. A. Bromley, *Ind. Eng. Chemistry*, 1955, p. 899-906.

SPECTROSCOPIE MOLÉCULAIRE. — *Étude de la structure des sulfites métalliques par spectrographie d'absorption infrarouge.* Note de Mlle CLAUDE ROCCHICCIOLI, transmise par M. Jean Cabannes.

L'étude par spectrographie d'absorption infrarouge d'une série de sulfites métalliques a permis d'identifier les vibrations fondamentales de ces derniers. Les ions sulfureux semblent former des pyramides et posséder la symétrie C_{3v}.

Nous avons étudié une série de sulfites métalliques à l'aide de la spectrographie d'absorption infrarouge.

Nous avons essayé d'obtenir des corps très purs, non oxydés partiellement en sulfates. Pour préparer des sulfites insolubles par double décomposition entre le sulfite de sodium et un sel métallique, nous avons opéré sous atmosphère d'azote. Précipitation, filtration et lavage ont été effectués à l'abri de l'air et le sel obtenu conservé en atmosphère sèche.

Pour les sulfites obtenus par action du gaz sulfureux sur une suspension aqueuse d'oxyde ou de carbonate, on a pris certaines précautions élémentaires pour éviter l'oxydation : emploi d'eau privée d'air par ébullition, évaporation sous pression réduite, addition d'alcool servant de catalyseur négatif, etc.

Nous avons ainsi obtenu des sels exempts de sulfates, leurs spectres infrarouges ne comportant pas les bandes très caractéristiques de ces derniers (450, 610, 981 et 1100 cm^{-1}).

Nous avons utilisé des spectromètres Perkin-Elmer 12 C, munis de prismes de bromure de césium et de chlorure de sodium, ce qui nous a permis d'étudier la région spectrale allant de 270 cm^{-1} à 1 900 cm^{-1}. L'oxydation étant plus lente en atmosphère sèche, on a souvent préparé les cuves dans un caisson hermétique à l'air humide. Les spectres ont été enregistrés à l'état de poudre mélangée à de la vaseline, entre lamelles de bromure de césium ou de chlorure de sodium. Le sulfite d'argent décomposant les lamelles de bromure de césium, on a enregistré son spectre entre lamelles de bromo-iodure de thallium, corps transparent dans la région utilisée.

Le diagramme de rayons X (1) du sulfite de sodium cristallisé fournit les renseignements suivants : il y a deux molécules de Na_2SO_3 dans la maille hexagonale; les groupements SO_3 sont semblables aux groupements ClO_3 des chlorates, c'est-à-dire qu'ils sont constitués par des pyramides triangulaires régulières, dont on connaît les distances S-O et O-O.

Il est intéressant de profiter par ailleurs des résultats donnés par les spectres de diffusion Raman. Hans Siebert (2) donne les nombres suivants pour les sulfites de sodium, potassium et ammonium : 465, 618, 932 et 968 cm^{-1}, la fréquence 932 n'ayant pas été observée jusqu'à présent. La présence de

quatre vibrations est compatible avec la structure pyramidale des sulfites et la symétrie C_{3v}.

Dans l'hypothèse de la symétrie C_{3v}, les sulfites doivent posséder quatre vibrations fondamentales, toutes actives en absorption et en diffusion : deux vibrations de déformation, δ_{12} et δ_3, et deux de valence ν_1 et ν_{23}, δ_{12} et ν_{23} étant doubles dégénérées. Mais en fait, ce raisonnement n'est valable que pour l'ion SO_3^{--} en solution où les molécules sont libres, et non pour les cristaux. Il faut alors tenir compte non seulement des vibrations des ions isolés, mais encore de celles qui peuvent provenir du couplage des molécules contenues dans la maille cristalline. Celle-ci contient deux ou plusieurs molécules. Le couplage des oscillations peut augmenter le nombre des oscillations actives, et faire disparaître les dégénérescences.

Voici quels sont les résultats obtenus. Les maxima d'absorption sont donnés en cm^{-1} :

Na_2SO_3...	493(F)	626(F)		972(TF)		1138(f) 1214(f)
K_2SO_3...	478(F)	619(F)		965(TF)		1129(f) 1180(f)
$NaKSO_3$.	485(f) 512(f)	616(F)		972(TF)		
$CaSO_3$...	445(m) 487(m) 517(m)	649(F)	941(F)	953(f)	980(F)	1012(f)
$SrSO_3$...	497(F) 519(F)	640(F)	930(F)	958(F)		1005(f)
$BaSO_3$...	493(F) 508(m)	630(F)	930(F)	951(F)		981(f)
Ag_2SO_3..	476(f) 494(m)	631(m)	915(F)	953(F)	998(F)	
$CdSO_3$..	475(F) 527(F)	649(F)	892(m)	937(F)	965(m)	1024(f)
$PbSO_3$..	472(m) 483(m)	625(F)	897(F)	969(F)		1018(f)
UO_2SO_3..	483(m)	633(F)	827(m)	894(TF)	921(m)	972(F) 999(m)

On observe trois régions principales d'absorption.

La première se situe vers 480 cm^{-1}. Elle peut correspondre à la vibration de déformation double dégénérée δ_{12}. Mais on observe souvent deux bandes d'absorption entre 480 et 500 cm^{-1}, dont la présence pourrait s'expliquer par un couplage des oscillations.

La deuxième, vers 630 cm^{-1}, correspond au mode de vibration de déformation δ_3.

Les deux vibrations de valence ν_1 et ν_{23} se situent dans la troisième région, allant de 930 à 1 000 cm^{-1}. Pour les sulfites de sodium et de potassium, ainsi que pour le sulfite mixte de sodium et potassium, on n'observe qu'une très forte bande d'absorption vers 970 cm^{-1}, qui peut correspondre aux deux vibrations ν_1 et ν_{23}, qui sont très rapprochées. Pour les autres sulfites étudiés, on observe plusieurs bandes d'absorption entre 930 et 1 000 cm^{-1}. La comparaison avec les spectres de diffusion Raman, qui sont faits en solution, pourrait être en faveur de l'attribution des fréquences 930 et 970 cm^{-1}, respectivement à ν_1 et ν_{23}. Mais en raison du couplage possible des oscillations, on ne peut être certain de cette attribution.

Les bandes faibles supplémentaires peuvent être considérées comme des harmoniques de la bande proche de 500 cm^{-1}.

On peut néanmoins conclure que les ions sulfites se présentent sous forme de pyramides, et que les fréquences fondamentales se situent dans les régions suivantes : 480, 630 et 930-1 000 cm^{-1}.

(1) WYCKOFF, *Crystal Structures*, I, chap. VII, p. 18.
(2) *Z. anorg. Chem.*, 275, 1954, p. 225-240.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *La distribution angulaire des électrons dans l'effet Compton.* Note (*) de M. **Radha Raman Roy**, Mme **Marie-Louise Goes** et M. **Isidore Kozlowitz**, transmise par M. Émile Henriot.

Nous avons étudié la distribution angulaire des électrons dans l'effet Compton, à l'aide d'une source de rayons γ d'une énergie de 835 keV de ^{54}Mn. Les résultats expérimentaux sont en accord avec la théorie de Klein-Nishina.

Dans cette expérience, nous étudions la distribution angulaire des électrons dans l'effet Compton, diffusés par des rayonnements γ monocinétiques. Les deux travaux antérieurs sur ce sujet concernaient la distribution angulaire des rayonnements γ diffusés. Hofstadter et Mc Intyre (1), en utilisant les rayonnements γ de 1,17 MeV et de 1,33 MeV d'une source de ^{60}Co, et par la technique des compteurs à scintillations, obtenaient un bon accord avec la théorie de Klein et Nishina, excepté aux angles de 20° et de 15°. Les petites différences observées à ces angles pourraient être attribuées aux erreurs expérimentales. La formule de Klein-Nishina a également été vérifiée par Gierula (2) pour une énergie plus élevée ($E\gamma = 2,62$ MeV du ThC″).

Pour notre expérience, nous utilisons le rayonnement γ du ^{54}Mn préparé au synchrocyclotron d'Amsterdam. On sait que le ^{54}Mn émet un seul rayonnement γ de 835 keV. Le ^{54}Mn se désintègre par l'émission de particules β (3) ($< 0,1\ \%$) et par capture K (4).

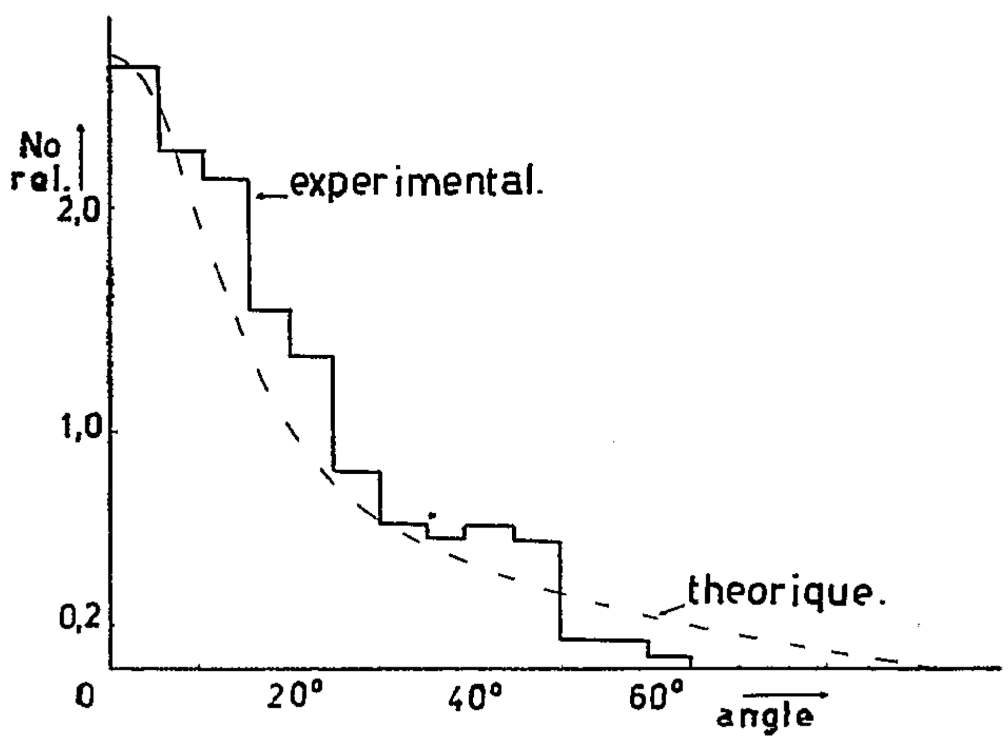
Une chambre de Wilson entièrement automatique, de 24 cm de diamètre, et pourvue d'un champ électromagnétique est utilisée pour détecter et pour mesurer les électrons de Compton. Le radiateur d'électrons est constitué par une feuille d'aluminium de 40 μ d'épaisseur. La source de rayonnements γ canalisés se trouve à l'extérieur de la chambre de Wilson; le déplacement de cette source est synchronisé avec les détentes de la chambre, de telle sorte qu'immédiatement avant chaque détente, elle se trouve devant un orifice aménagé dans un bloc de plomb, et conduisant à

la chambre par une fenêtre de cellophane qui se trouve devant la cible d'aluminium.

Toutes les particules β sont pratiquement éliminées du faisceau incident par le champ magnétique, avant même d'entrer à l'intérieur de la chambre. Les particules β diffusées qui entrent malgré tout dans la chambre peuvent être identifiées aisément par leurs traces avant et après avoir traversé la feuille d'aluminium.

Quelques électrons photoélectriques ont été observés et identifiés par la mesure de leur énergie.

253 traces d'électrons de Compton d'énergie comprise entre 32 et 639 keV, ont été mesurées.



La figure 1 donne la distribution angulaire des électrons de Compton, ainsi que la courbe théorique (---------) déduite de la formule de Klein-Nishina. Cette courbe théorique est tirée des graphiques de Nelms (5) après application à notre configuration expérimentale.

On voit sur la figure que nos résultats expérimentaux s'accordent avec les prévisions théoriques, dans les limites des erreurs expérimentales.

La formule de Klein-Nishina a été vérifiée également pour un petit domaine d'énergie (6). Il semble que la théorie soit valable pour les distributions angulaires des électrons photoélectriques produits par des photons de faible énergie, allant jusqu'à 2,62 MeV.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1269.

(2) *Acta physica Polonica*, 11, 1951, p. 36.

(3) Kurbatov et Gideon, *Phys. Rev.*, 75, 1949, p. 328 (A).

(4) Alvarez, *Phys. Rev.*, 54, 1938, p. 486.

(5) *National Bureau of Standards*, Circular 542, U. S. Department of Commerce.

(6) Jauncy et Harvey, *Phys. Rev.*, 37, 1931, p. 698.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Concentration d'isotopes par électromigration en solution aqueuse : influence de la température sur la différence relative de mobilité des ions* $^{22}Na^+$ et $^{24}Na^+$. Note (*) de M. **André Bonnin**, transmise par M. Frédéric Joliot.

La différence relative de mobilité des ions $^{22}Na^+$ et $^{24}Na^+$ en solution aqueuse est étudiée en fonction de la température par électromigration sur papier. Elle augmente de façon notable avec la température, variant de 0,003 à 1° C à 0,008 à 49° C.

L'étude des effets isotopiques de mobilité des ions en solution aqueuse est susceptible de fournir des indications sur le mécanisme de la migration et la masse effective de la particule migrante, c'est-à-dire sur l'interaction ion-solvant. La connaissance de l'influence de la température sur ces effets

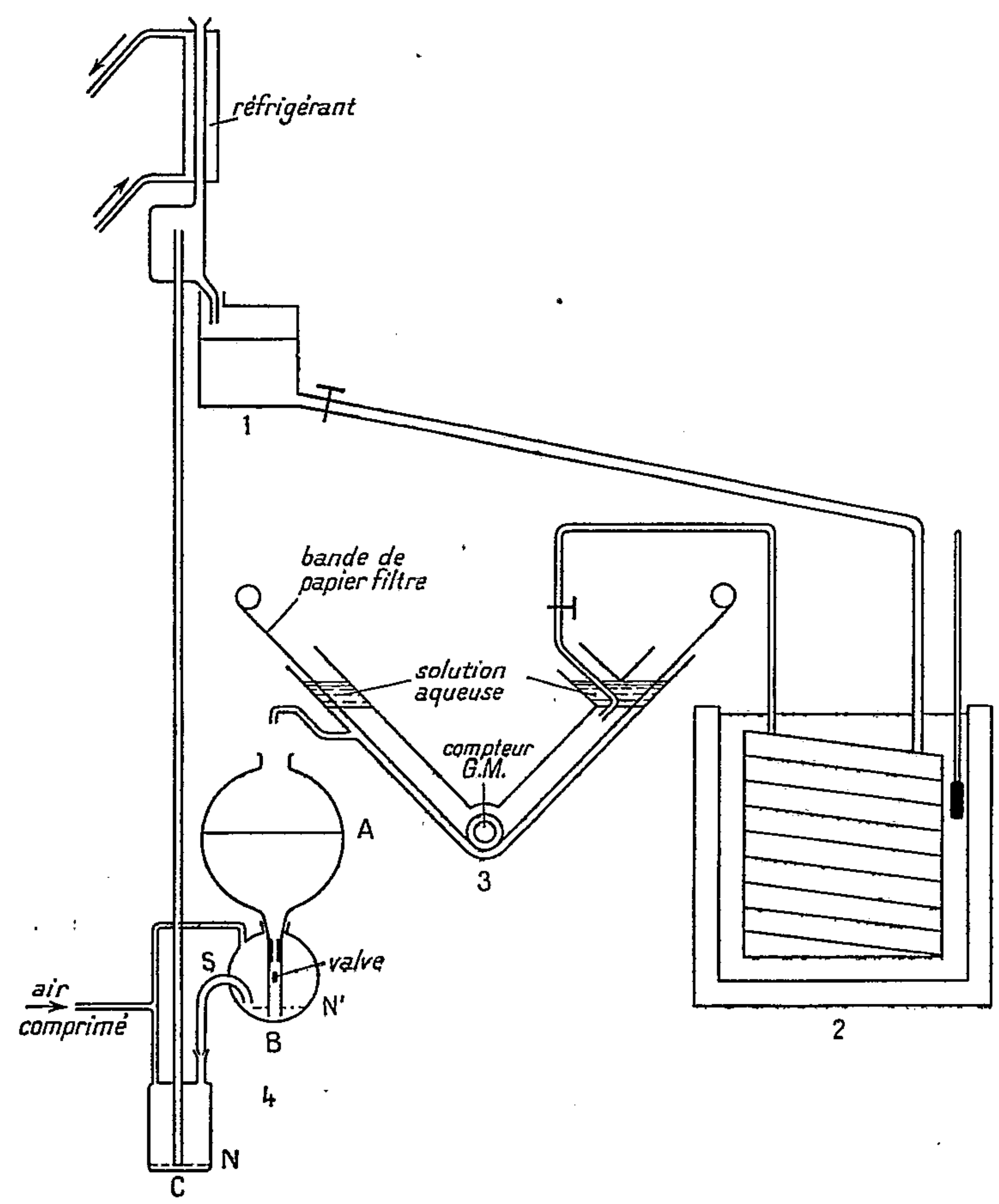


Fig. 1.

d'isotopie doit préciser ces indications. La littérature ne fournit encore aucune donnée sur ce point. Les conditions dans lesquelles E. R. Ramirez [1]

a conduit à 40 et 80° C des expériences d'électromigration à contre-courant destinées à l'enrichissement du ^{85}Rb n'ont pas permis à cet auteur de conclure à ce sujet.

La présente Note relate l'étude de la différence relative de mobilité des ions $^{22}Na^+$ et ^{24}Na en fonction de la température, étude effectuée au moyen de la méthode d'électromigration sur papier à long parcours décrite dans une Note précédente (2). Les modifications nécessaires au contrôle de la température d'expérience sont réalisées dans l'appareillage représenté figure 1. Le tétrachlorure de carbone, qui maintient constante la température de la solution aqueuse de NaCl à 4/10 000e dont est imprégné le papier, s'écoule du réservoir 1 dans la cellule d'électromigration 3 par l'intermédiaire de l'échangeur de chaleur 2, serpentin de cuivre placé dans un bain à température constante. La cellule 3 est constituée par deux tubes de verre soudés sur une cavité annulaire à paroi interne mince. Un compteur Geiger-Müller cylindrique placé au centre de la cavité détecte le passage des ions radioactifs. Un courant d'air circulant entre la paroi mince et le compteur maintient ce dernier à la température ambiante. Le tétrachlorure, au sortir de la cellule d'électromigration, s'écoule dans la pompe 4 qui le remonte dans le réservoir 1. Cette pompe, construite en verre et mue par l'air comprimé, fonctionne selon le cycle suivant :

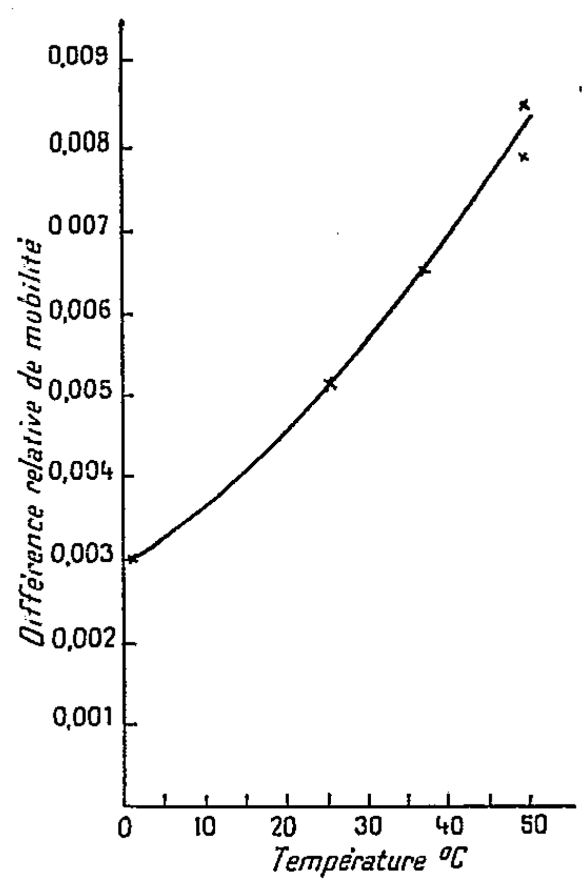
Premier temps. — Le tétrachlorure dans l'ampoule C est au niveau N, l'air comprimé s'échappe par la colonne montante, la valve V à bille de verre est en position ouverte (bille en bas); le liquide s'écoule de A en B jusqu'à amorçage du siphon S.

Deuxième temps. — Après amorçage du siphon, le niveau dans C s'élève au-dessus de N, la pression de l'air augmente dans B et C, la valve se met en position fermée (bille en haut), le tétrachlorure regagne le réservoir 1 jusqu'à ce que les niveaux N et N′ aient été atteints dans B et C respectivement. Avec un flux de tétrachlorure voisin de 200 cm³/mn, la température est maintenue constante dans la cellule d'électromigration à ± 1°.

Cinq mesures de différence de mobilité ont été effectuées entre 0 et 50° C. Le tableau et la courbe 1 indiquent les conditions expérimentales et les résultats.

Expérience n°	Température (°C).	Parcours (mm).	Écart des courbes de répartition des deux isotopes (mm).	Différence relative de mobilité.
1	1 ± 0,5	975	3,0	0,0030
2	25,5 ± 0,5	840	4,3	0,0051
3	37 ± 0,5	900	5,9	0,0065
4	49 ± 1	1050	8,3	0,0079
5	49 ± 1	865	7,4	0,0085

L'effet d'isotopie étudié augmente donc de façon très importante avec la température. Rappelons que, dans les sels en fusion, A. Klemm (³) a trouvé un effet de température en sens inverse, d'un ordre de grandeur



courbe 1.

bien moindre : diminution de 18 % par 100°. D'ailleurs, l'expérience comme la théorie indiquent que les effets isotopiques dans les réactions chimiques diminuent en général quand la température s'élève. H. Eyring et F. W. Cagle (⁴) ont fait remarquer que, lorsque le facteur de séparation augmente avec la température, ceci provient d'une variation du mécanisme de réaction d'un mécanisme à facteur de séparation faible à un mécanisme à facteur de séparation plus élevé. Cette remarque doit être appliquée au cas présent, et l'augmentation de l'effet isotopique de mobilité des ions Na^+ être reliée à la variation de structure de la solution aqueuse entre o et 50° C, variation due au relâchement de la structure quasi-cristalline de l'eau et, éventuellement, à une diminution de l'hydratation des ions Na^+, quand la température s'élève.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(¹) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 6237.

(²) A. BONNIN, M. CHEMLA et P. SÜE, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 40.

(³) *International Symposium on isotope separation*, Amsterdam, 23-27 avril 1957.

(⁴) *J. Phys. Chem.*, 56, 1952, p. 889.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Isotherme 30° du système eau-urée-nitrate d'argent.* Note (*) de M. **Roger Cohen-Adad**, présentée par M. Louis Hackspill.

L'étude à 30° des équilibres liquide ⇌ solide du système eau-urée-nitrate d'argent révèle l'existence de cinq combinaisons. Deux d'entre elles : $2NO_3Ag$, $OC(NH_2)_2$ et NO_3Ag, $OC(NH_2)_2$ étaient déjà connues; les trois autres correspondent à une espèce chimique nouvelle NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$ qui se présente à l'état anhydre et sous la forme des hydrates à 4 et $6H_2O$.

L'influence de l'urée sur la conductibilité électrique d'une solution aqueuse d'électrolyte fort peut être traduite par la règle de Walden $\Lambda\eta = \text{const.}$ où Λ représente la conductibilité équivalente de l'électrolyte et η la viscosité de la solution ([1]).

La règle est en défaut quand l'électrolyte est le nitrate d'argent. Cette anomalie peut être attribuée à deux phénomènes distincts :

1° L'urée s'isomérise lentement en solution, en donnant de l'isocyanate d'ammonium ([2]) qui se combine avec les ions Ag^+ pour former un ion complexe imparfait $[(OCN)_2Ag]^-$ ([3]).

Mais la constante de vitesse d'isomérisation de l'urée en solution est très petite et le phénomène n'intervient de façon sensible que pour une solution déjà vieillie. Il ne peut donc expliquer l'anomalie des sels d'argent dans une solution fraîche d'urée.

2° Une combinaison peut se former entre l'urée et les ions Ag^+. Déjà en 1845 Werther ([4]) a isolé deux composés de formules $2NO_3Ag$, $OC(NH_2)_2$ et NO_3Ag, $OC(NH_2)_2$.

Plus récemment, en 1907, Nicola Castoro ([5]) a signalé une combinaison : NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$ de couleur jaune canari; son Mémoire ne donne par ailleurs aucun détail expérimental.

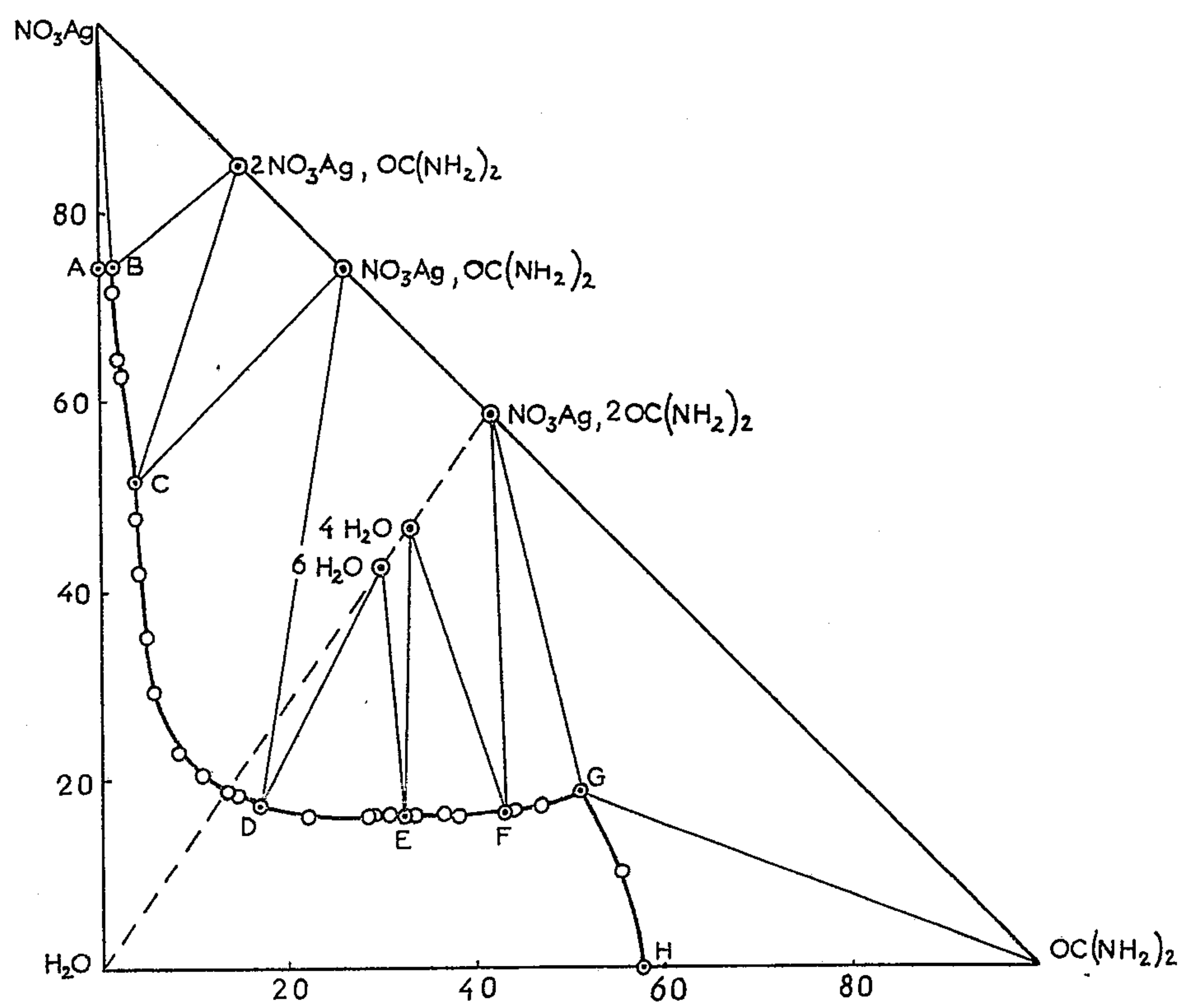
J'ai donc entrepris l'étude d'une isotherme du ternaire

$$H_2O—OC(NH_2)_2—NO_3Ag.$$

Les mesures ont été effectuées dans un thermostat maintenu à la température 30°,4. Les branches de l'isotherme ont été déterminées par analyse des solutions saturées. Les phases solides en équilibre ont été identifiées par la méthode des ensembles : un mélange de composition déterminée (point Ensemble) est préparé par pesée des constituants. Il est agité à température constante pendant 12 h au moins. Puis, l'analyse de la liqueur surnageante donne le point Solution. Les points Ensemble et Solution, portés sur un diagramme triangulaire, sont alignés sur le point figuratif de la phase solide en équilibre avec la solution saturée.

L'urée utilisée est un produit commercial recristallisé et séché sous vide. Les solutions sont analysées par titrage de l'argent au thiocyanate de potassium

(indicateur : chlorure ferrique) et de l'urée par précipitation de dixanthylurée, suivant la technique indiquée par Fosse ([6]). Dans ces conditions le nitrate d'argent et l'urée ne se gênent pas mutuellement.



La courbe de solubilité est portée sur le triangle de référence rectangulaire, en abscisse la composition pondérale en urée; en ordonnée celle du nitrate d'argent (*figure*). On observe sept branches pour lesquelles la solution est en équilibre avec les phases solides suivantes :

NO_3Ag, $2\,NO_3Ag, OC(NH_2)_2$, $NO_3Ag, OC(NH_2)_2$, $NO_3Ag, 2\,OC(NH_2)_2$,
$NO_3Ag, 2\,OC(NH_2)_2, 4\,H_2O$, $NO_3Ag, 2\,OC(NH_2)_2, 6\,H_2O$.

Les points Ensemble n'ont pas été représentés pour dégager clairement le diagramme.

La branche de NO_3Ag, très courte, part de A (0-74,2) et aboutit à l'invariant B (1,3-74,8) où apparaît une seconde phase solide : $2\,NO_3Ag, OC(NH_2)_2$. Le point C correspond aux espèces chimiques $2\,NO_3Ag, OC(NH_2)_2$ et $NO_3Ag, OC(NH_2)_2$ en équilibre avec une solution de composition : 3,9-51,3. La solubilité varie beaucoup le long de la branche correspondant à la combinaison équimoléculaire et un nouvel invariant est obtenu au point D (17,0-17,1).

La concentration du nitrate d'argent dans la solution saturée reste ensuite presque constante et les branches DE, EF et FG correspondant respectivement aux espèces chimiques : NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$, $6H_2O$; NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$, $4H_2O$ et NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$ sont sensiblement horizontales. Les deux hydrates sont en équilibre avec la solution saturée au point E (16,0-32,0). L'invariant F (16,8-42,9) correspond à la saturation en hydrate à $4H_2O$ et en sel anhydre. En G (18,8-51,9) commence la branche d'urée qui rejoint l'axe des abscisses au point H de coordonnées : 57,4-0.

L'étude de l'isotherme 30°,4 permet donc de retrouver les deux combinaisons de Werther, ainsi qu'une espèce chimique nouvelle : NO_3Ag, $2OC(NH_2)_2$ qui se présente à l'état anhydre et sous la forme de deux hydrates cristallisant avec 6 et 4 mol d'eau. Aucun de ces corps n'est coloré et il s'agit d'espèces chimiques distinctes de celle indiquée par Castoro.

L'anomalie de conductibilité du nitrate d'argent, observée en présence d'un gros excès d'urée, doit donc être attribuée à la formation d'un ion complexe qu'on peut écrire $[(OC(NH_2)_2)_2Ag]^+$, par analogie avec l'ion argent-diammine.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) COHEN-ADAD, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 282 et p. 1099.
(2) COHEN-ADAD, *Bull. Soc. Chim.*, 18, 1951, p. 64.
(3) COHEN-ADAD, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 810.
(4) *Prackt. Chem.*, 35, 1845, p. 51.
(5) *Gazz. Chim. Ital.*, 37, 1907, p. 310.
(6) *L'urée*, Presses universitaires, Paris, 1948.

(*Laboratoire de Chimie générale, Faculté des Sciences, Alger.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude micrographique de la croissance des cristaux par condensation de la phase vapeur dans le cas du cadmium.* Note (*) de MM. ANDRÉ ACCARY et ROBERT-FRANKLIN MEHL, présentée par M. Georges Chaudron.

Pour des sursaturations comprises entre 0,5 et 1,1, la surface parallèle au plan (1000) de cristaux de cadmium produits par condensation de la vapeur présente des systèmes de couches microscopiques concentriques. Ces systèmes, peu nombreux, sont peut-être centrés sur les points d'émergence des dislocations vis du cristal.

La présente Note se rapporte à l'étude micrographique de la surface de cristaux de cadmium préparés par condensation de la vapeur de ce métal. Ce sujet a déjà fait l'objet des travaux de Pollock (1) et McNutt (2) au Département de Métallurgie du Carnegie Institute of Technology où nous poursuivons cette étude.

La sursaturation de la vapeur par rapport à la vapeur en équilibre thermodynamique avec le cristal est un facteur important influençant l'aspect de la surface. Au cours des expériences rapportées ci-dessous notre but a été de contrôler aussi étroitement que possible ce facteur durant la croissance des cristaux.

Nous avons « trempé » les cristaux obtenus afin de pouvoir les examiner commodément sous le microscope tels qu'ils étaient au cours de leur croissance.

Nous avons utilisé un appareil entièrement construit en verre « pyrex » (*fig.* 1). Il se compose essentiellement de trois chambres communiquant entre elles et maintenues sous vide dynamique. La chambre inférieure contient du cadmium pur qui y est fondu et porté à une température

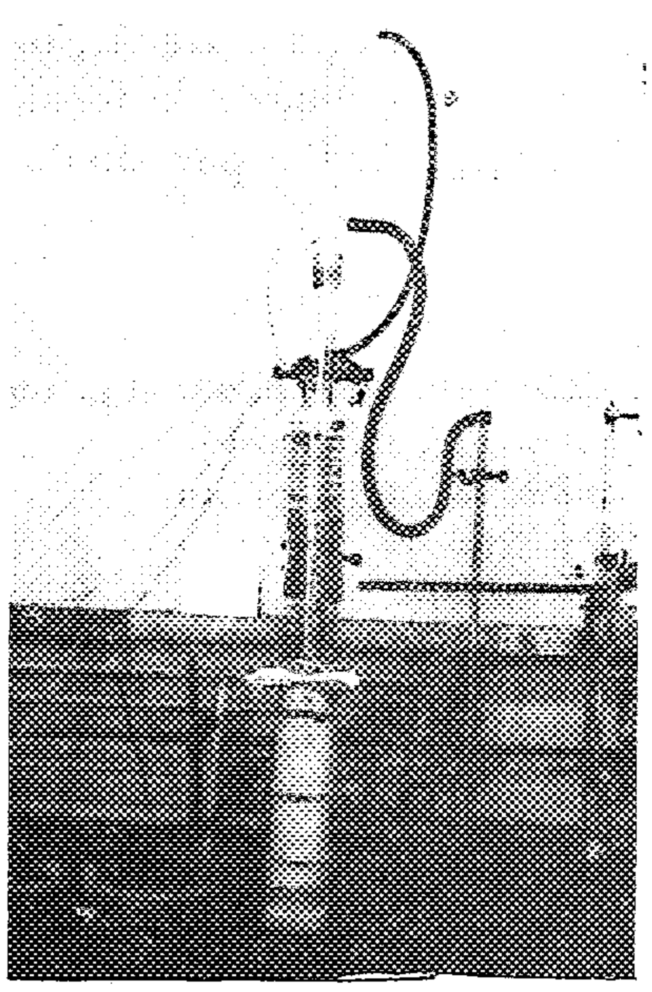


Fig. 1.

déterminée T. La vapeur produite va se condenser dans la chambre supérieure qui est à la température ambiante. La chambre intermédiaire est maintenue à la température T_1 qui correspond à la pression d'équilibre p_1 de la vapeur de cadmium. Nous avons établi dans cette chambre les conditions d'équilibre en assurant un reflux constant de cadmium fondu vers la chambre inférieure. Une faible partie de la vapeur est condensée sur un support situé à l'intérieur de la chambre intermédiaire. Ce support est refroidi intérieurement par un courant d'air convenablement réglé qui le maintient à la température T_2 correspondant à la pression d'équilibre p_2.

Dans les conditions expérimentales précisées ci-dessus, on peut admettre que la sursaturation à la surface d'une mince couche de cadmium solide

croissant sur le support est

$$\sigma = \frac{p_1 - p_2}{p_2}.$$

Afin de stabiliser l'éprouvette dans l'état dans lequel elle est au cours de sa croissance nous avons pratiqué une « trempe » en élevant la pression à l'intérieur de l'appareil jusqu'à la pression atmosphérique à l'aide d'azote. Nous avons ensuite laissé refroidir l'appareil de lui-même.

Les résultats que nous avons obtenus sont résumés par les figures 2, 3 et 4.

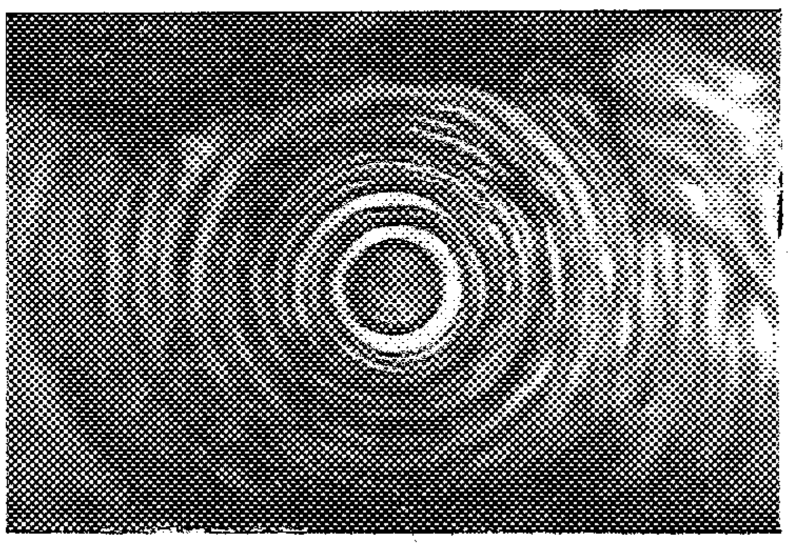


Fig. 2. (× 250).

Les figures 2 et 3 montrent l'aspect d'une face (1000) d'un cristal. Celui-ci présente des couches concentriques superposées qui forment un cône très évasé en relief sur la surface. Nous avons systématiquement rencontré cette topographie pour des sursaturations comprises entre 0,5 et 1,1.

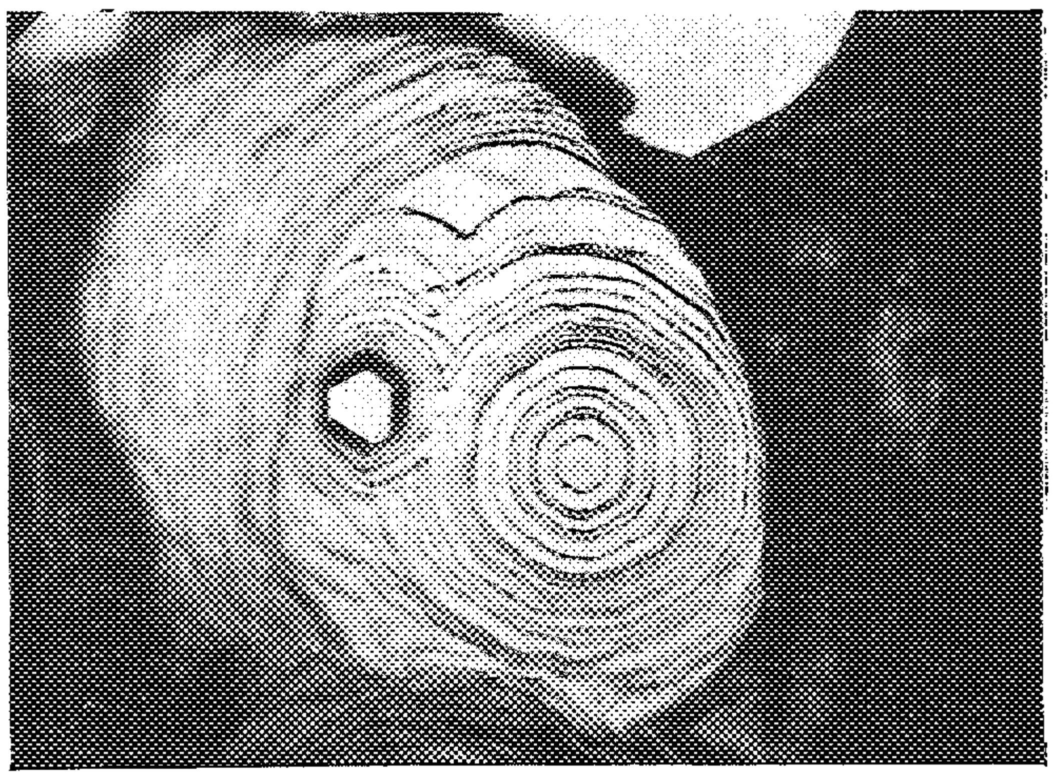


Fig. 3. (× 250).

La figure 4 illustre l'aspect d'une face (1000) pour une sursaturation plus élevée, le cristal ne présente plus cet arrangement concentrique des couches.

Ces observations suggèrent les conclusions suivantes :

Pour des sursaturations supérieures à 1,1, les germes donnant naissance aux nouvelles couches paraissent se former au hasard sur la surface du cristal et se développer indépendamment conformément au processus de germination et croissance.

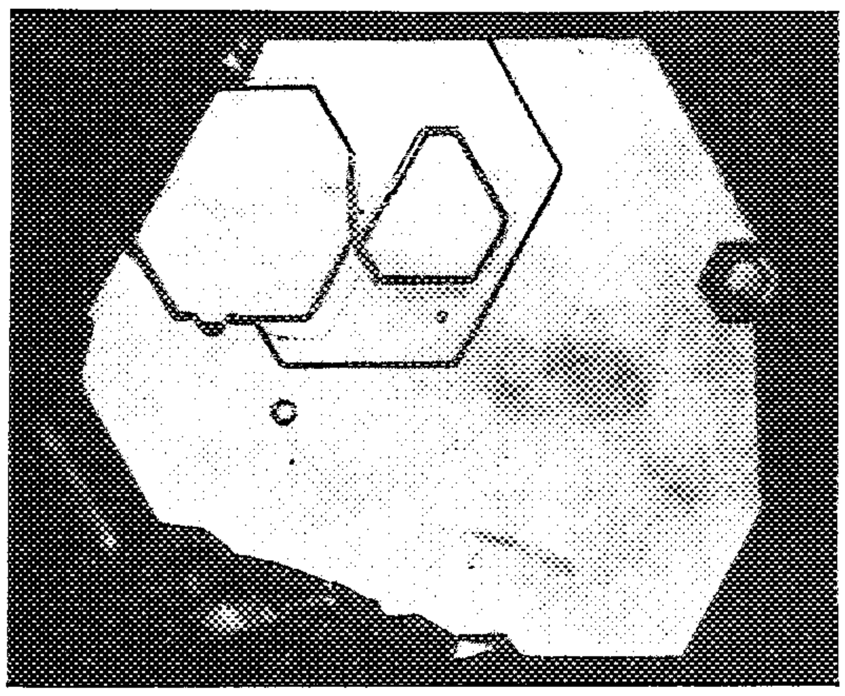


Fig. 4. (× 250).

Pour des sursaturations comprises entre 1,1 et 0,5 (et peut-être plus faibles, notre appareillage ne nous permettant pas de réaliser avec précision des sursaturations inférieures à cette dernière valeur) les nouvelles couches germent en un petit nombre de centres actifs. Ces centres actifs sont peut-être les points d'émergence de dislocations dont le vecteur de Bürgers n'est pas parallèle à la surface ([3]). Ces dislocations serviraient de « germe perpétuel ». Cependant cette explication n'est pas la seule possible, l'évacuation de la chaleur produite par la transformation vapeur-solide, par exemple, pourrait jouer un rôle.

Nous poursuivons actuellement des expériences sur ce sujet.

(*) Séance du 6 mai 1957.
([1]) Pollock, *Thèse*, 1956, Carnegie Institute of Technology.
([2]) McNutt, *Thèse*, 1954, Carnegie Institute of Technology.
([3]) F. C. Frank, *Crystal Growth and Dislocations*, *Advances in Phys.*, 1, 1952, p. 91.

(*Carnegie Institute of Technology*, *Pittsburgh*, *U. S. A.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Relation entre la nature de la déformation plastique de l'aluminium et l'aspect des taches de Laue.* Note (*) de M. Michel Wintenberger, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous avons courbé, à la température ordinaire, sur un cylindre de 20 cm de rayon, une éprouvette polycristalline d'aluminium recuit, pur à 99,9965 %. L'épaisseur de cette éprouvette est de 1 mm.

Nous avons repéré un petit cristal de quelques millimètres de dimensions sur lequel les lignes de glissement dues à la déformation plastique ne correspondaient qu'à un seul système de glissement et étaient particulièrement espacées (*fig.* 1).

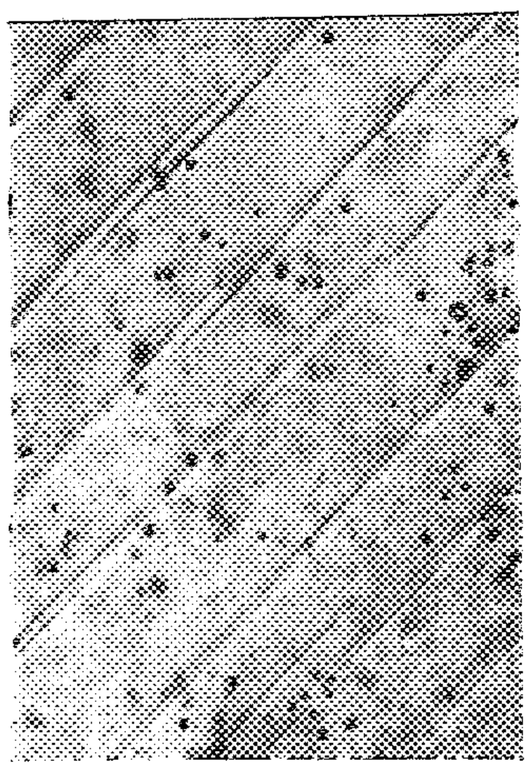


Fig. 1 (G = 100).

Un diagramme de Laue en retour de ce cristal nous a montré une fine striation des taches de diffraction. Nous avons agrandi quelques taches de ce diagramme fait avec un collimateur de 1 mm de diamètre (*fig.* 2).

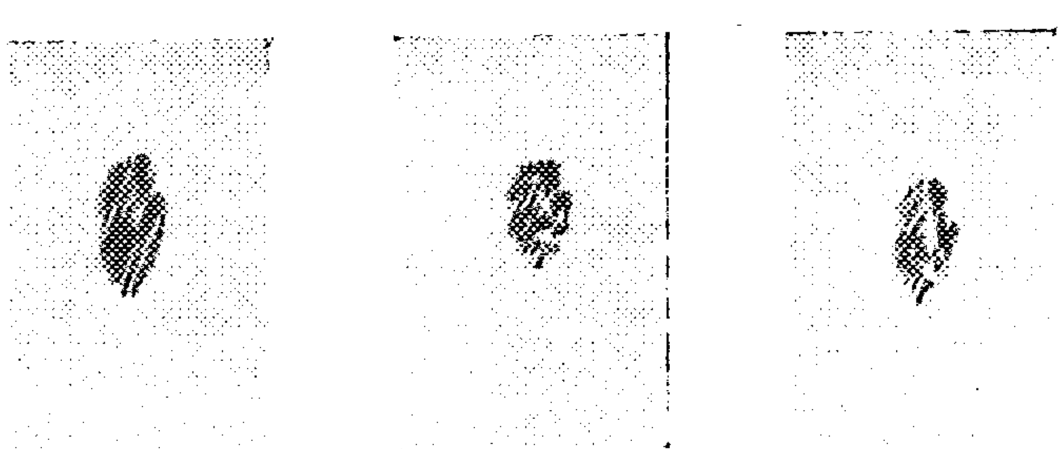


Fig. 2 (G = 4).

On voit que la direction des stries des taches de diffraction correspond à l'orientation des lignes de glissement. De plus, le nombre des stries des taches, 10 environ, correspond au nombre de bandes de glissement observées micrographiquement dans la région irradiée par les rayons X.

Nous pensons donc avoir montré qu'il est possible dans un cas simple de déformation, d'obtenir une striation des taches de Laue due au fait que la déformation plastique ne se produit que suivant les plans de glissement.

Les plaquettes cristallines comprises entre les plans de glissement ne sont à peu près pas affectées par la déformation et donnent chacune une petite strie dans la tache de diffraction.

(Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.)

Remarques au sujet de la Note de M. MICHEL WINTENBERGER,

par M. **GEORGES CHAUDRON.**

Le problème des sous-grains a fait l'objet de très nombreuses études au cours des dix dernières années. Les auteurs ont généralement utilisé soit la micrographie (1), qui met en évidence les contours de cette sous-structure, soit la méthode des rayons X (2), (3), qui peut indiquer de très légères modifications dans l'orientation des domaines. M. Wintenberger montre dans sa Note que l'interprétation des résultats obtenus par cette dernière méthode est très délicate, puisque les stries observées sur les taches de Laue peuvent déceler des phénomènes assez différents et pour cette raison ce travail paraît présenter un intérêt particulier.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) P. LACOMBE et L. BEAUJARD, *J. Inst. Metals*, 74, 1947, p. 1.

(2) A. GUINIER et J. TENNEVIN, *Acta Cryst.*, 2, 1953, p. 133.

(3) H. LAMBOT, L. VASSAMILLET et J. DEJACE, *Acta Met.*, 1, 1953, p. 711.

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Sur l'obtention de phénylhydroxyéthylcelluloses et d'un dérivé nitré de ces dernières.* Note (*) de M. **GILLES MONTEGUDET**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

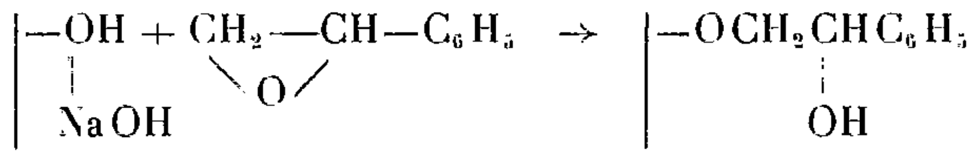
L'action de l'oxyde de styrène sur une alcali-cellulose a permis d'obtenir des phénylhydroxyéthylcelluloses de degré de substitution dépassant 1,3 groupe substituant par motif cellogIucane. La nitration d'un tel dérivé a donné un nitrate de *p*-nitrophénylhydroxyéthylcellulose.

L'action des époxydes sur la cellulose est une réaction classique utilisée pour la préparation des hydroxyéthylcelluloses (1). Nous avons nous-même obtenu par cette méthode des dérivés aminés de la cellulose (2), (3).

L'utilisation de l'oxyde de styrène nous a permis de fixer des groupements phényles sur la macromolécule de cellulose. De tels résultats avaient déjà été obtenus par action du chlorure de benzyle sur les alcalicelluloses, mais cette méthode présente l'inconvénient de provoquer la disparition des hydroxyles substitués :

$$\left|\begin{array}{l} -OH + ClCH_2C_6H_5 \\ \quad \\ NaOH \end{array}\right. \rightarrow \left| OCH_2C_6H_5 + ClNa + H_2O \right.$$

Par contre, l'action d'un époxyde amène la réapparition quantitative d'une nouvelle fonction alcoolique :



Cette deuxième réaction est, *a priori*, d'un intérêt plus grand pour la réalisation de dérivés mixtes.

L'oxyde de styrène est un réactif connu de longue date dont la production industrielle est même envisagée ([4]).

Nous avons fait réagir ce corps sur une alcali-cellulose préparée en traitant des linters de coton 3 h par une solution aqueuse de soude à 20 %, puis en la pressant de telle façon que son poids devienne 2,9 fois le poids de la cellulose initiale.

Les produits de la réaction ont été lavés au dioxane dans un appareil de Soxhlet pendant 1 à 2 h pour éliminer l'oxyde de styrène n'ayant pas réagi, ainsi que la plus grande partie des polymères d'oxyde de styrène formés. Le lavage est poursuivi à l'eau chaude et froide pour détruire l'alcali-cellulose, enfin environ 15 h au dioxane dans un appareil de Soxhlet pour éliminer totalement les polymères d'oxyde de styrène. La teneur en carbone reste alors bien constante. Le degré de substitution s'en déduit immédiatement.

Ces dérivés sont blancs et fibreux.

Les meilleurs résultats ont été obtenus en chauffant des quantités sensiblement égales d'alcali-cellulose et d'oxyde de styrène entre 85 et 90° pendant 4 à 5 h.

Ainsi, 3 g d'alcali-cellulose et 3 g d'oxyde de styrène, chauffés 4 h 30 mn à 87°, fournissent un produit de degré de substitution 1,32, représentant les groupes phénylhydroxyéthyles fixés pour un motif celloglucane. De même, 20 g d'alcali-cellulose et 20 g d'oxyde de styrène chauffés 5 h à 90° fournissent un produit de degré de substitution 0,91.

La nitration de ce dernier échantillon par un mélange sulfonitrique à 18° a permis d'obtenir un dérivé à la fois nitrate de cellulose et dérivé nitré aromatique.

Nous avons employé la méthode de nitration proposée par Dorée pour les linters de coton ([5]).

Le produit obtenu, ayant la coloration jaune caractéristique des dérivés aromatiques nitrés, soluble dans l'acétone et le nitrobenzène, contient 12,01 % d'azote (micro-Dumas).

Son spectre infrarouge est un spectre classique de nitrate de cellulose; mais, outre les fortes bandes des esters à 5,95 et 7,85 μ existent deux fortes bandes de dérivés aromatiques substitués à 6,50 et 7,40 μ. L'allure de ces dernières bandes permet de préciser qu'il s'agit de noyaux

disubstitués en para ([6]), c'est-à-dire, ici, mononitrés. Ceci concorde bien avec la teneur en azote. Un tel dérivé, ayant ce degré de substitution et portant une fonction aromatique mononitrée, et dont tous les oxhydriles seraient quantitativement estérifiés, ce qui n'est pratiquement jamais le cas pour les nitrates de cellulose, contiendrait 12,3 % d'azote. Le corps obtenu est identifiable à un nitrate de *p*-nitrophénylhydroxyéthylcellulose, seul dérivé de ce type existant jusqu'ici à notre connaissance.

(*) Séance du 20 mai 1957.

([1]) P. Fournier, *Thèse*, Masson, Paris, 1949.

([2]) G. Champetier, G. Montegudet et J. Petit, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1896.

([3]) B. F. 1.130.231, 1956.

([4]) *Rev. Prod. Chim.*, 1955, p. 136.

([5]) Ch. Dorée, *Les méthodes de la chimie de la cellulose*, Dunod, Paris, 1949, p. 259.

([6]) W. G. Young, R. B. Duvall et N. Wright, *Anal. Chem.*, 23, 1951, p. 709.

CHIMIE APPLIQUÉE. — *Le problème de la cristallisation superficielle dans les appareils de distillation solaire*. Note (*) de M. **Georges Lejeune**, présentée par M. Georges Chaudron.

La concentration des eaux saumâtres dans la cristallisation solaire amène une cristallisation superficielle du sulfate de calcium. Cette croûte superficielle peut être évitée, soit en diminuant la tension superficielle de l'eau, soit en augmentant la mouillabilité des cristaux de sulfate de calcium.

Dans les appareils de distillation solaire, lorsque l'on utilise des eaux saumâtres, magnésiennes et sulfatées calciques, le sulfate de calcium au cours de la concentration arrive rapidement à saturation et il se forme un dépôt de gypse.

Si une partie du sel se dépose au fond de l'appareil, il se constitue progressivement un voile superficiel. Les germes qui se forment en surface se développent et la cristallisation envahit bientôt toute la surface en formant une croûte continue qui réfléchit le rayonnement et diminue le rendement de façon importante.

D'autre part, le dépôt accumulé au fond du récipient présente une adhérence aux parois qui rend le nettoyage difficile. Il nous a semblé intéressant de reproduire au laboratoire la formation de la croûte superficielle et d'étudier sur cette croûte l'influence de la tension superficielle du liquide et de la mouillabilité des cristaux. En effet, ceux-ci flottent comme le fait une aiguille graissée que l'on dépose délicatement à la surface de l'eau. On peut donc espérer les faire plonger, soit en diminuant la tension superficielle par des additions convenables, soit en rendant les cristaux hydrophiles par addition de substances pouvant s'adsorber sur leur surface.

La formation d'un voile par évaporation demande un temps assez long. On peut le former plus rapidement en préparant par mélange une solution sursaturée. En mélangeant des solutions de sulfate de soude et de chlorure de calcium, de manière à avoir 16 g de sulfate de calcium par litre, la sursaturation cesse très rapidement, au bout de quelques heures, des germes apparaissent, puis les cristaux envahissent progressivement la surface, tandis qu'il se dépose des cristaux dans le récipient, en l'occurence un cristallisoir, de manière à avoir une grande surface pour une épaisseur de liquide de 2 cm environ. Cette méthode permet de travailler à la température ambiante. L'expérience est alors répétée dans des conditions de concentration identiques, mais après addition de substances susceptibles, soit de diminuer la tension superficielle soit de changer la mouillabilité des cristaux.

L'abaissement de la tension superficielle est obtenu par addition préalable, à l'une des deux solutions, d'une certaine quantité de corps tensioactif, en quantité croissante jusqu'à obtention de la tension superficielle minimum.

En présence de corps tensioactifs du type anionique (« teepol »), on constate au contraire que les cristaux qui se forment en surface sont nettement plus petits que ceux de l'expérience type. Leur nombre va en diminuant quand la concentration en corps tensioactif croît, il ne reste plus que quelques cristaux superficiels quand le minimum de tension superficiel est atteint.

En présence de corps tensioactifs non ioniques (« celanol A »), on constate au contraire que les cristaux qui se forment en surface sont nettement plus petits que ceux de l'expérience type. Leur nombre va aussi en diminuant quand la concentration augmente et ici encore, il ne reste plus que quelques cristaux surnageant quand on atteint le minimum de la tension superficielle. Les corps tensioactifs cationiques (ammonium quaternaire), qui ont peu d'influence sur la tension superficielle, par contre, ne donnent aucune amélioration et la surface reste couverte de cristaux. La diminution de la cristallisation superficielle peut donc être obtenue par abaissement de la tension superficielle, mais le résultat n'est pratiquement atteint que lorsque l'abaissement de tension superficielle est maximum.

Il est intéressant de signaler l'influence de ces corps tensioactifs sur l'allure de la cristallisation : alors que dans l'expérience type les cristaux ont environ 1 mm de longueur, ils atteignent 2 et 3 mm en présence de composés anioniques, alors qu'ils se réduisent au 1/10e de millimètre en présence de composés non ioniques.

Nous avons cherché l'influence des corps modifiants utilisés en flottation ou des produits utilisés dans les chaudières pour inhiber l'entartrage. Si les additions de métaphosphate et de citrate ne nous ont pas donné de

résultats, par contre nous avons retenu l'influence remarquable de l'hexamétaphosphate de sodium et des extraits végétaux à base de tannin. Pour ces deux substances, à une concentration allant de 10 à 50 mg/l de solution, il ne se forme pratiquement plus de cristaux superficiels. A cette concentration, il n'y a aucune action sur la tension superficielle, il faut donc admettre que nous avons bien fait varier la mouillabilité des cristaux.

Une différence importante entre ces deux corps existe cependant, alors que les cristaux formés en présence de métaphosphates sont fortement adhérents aux parois du récipient, ceux qui se forment en présence d'extrait de châtaignier donnent un dépôt non adhérent, ce qui facilite le nettoyage des appareils.

Nos expériences ont pu mettre en évidence la possibilité de faire disparaître la cristallisation superficielle du sulfate de calcium par deux mécanismes bien différents.

Les abaisseurs de tension superficielle, dont le groupement hydrophile est adsorbé à la surface des cristaux de sulfate de calcium, ne modifient pas leur hydrophobie et n'agissent que si la tension superficielle a subi un abaissement suffisant.

Au contraire, le tannin qui conserve après adsorption des groupements phénoliques libres, leur confère des propriétés hydrophiles. Il y a modification de la mouillabilité, même aux faibles concentrations, alors que la tension superficielle n'est pas modifiée.

(*) Séance du 20 mai 1957.

CHIMIE MINÉRALE. — *Extension de la purification par zones fondues aux eutectiques. Application au système* ClK-*glace*. Note (*) de MM. **Jules Pauly** et **Pierre Süe**, présentée par M. Georges Chaudron.

Le coefficient de purification pour un seul passage a été déterminé pour différentes impuretés suivies à l'aide de leurs indicateurs radioactifs et l'effet de la vitesse de cristallisation a été observé. En multipliant le nombre de passages, des teneurs de l'ordre du cent-millième ont été atteintes en partant d'un sel contenant un millième de Na ou de Sr.

Dans une Note précédente [1] nous avons montré que le procédé de la zone fondue appliqué jusqu'à présent principalement aux éléments permet également la purification des sels ioniques. Ainsi en partant de NO_3K contenant un millième d'impureté, des teneurs finales de l'ordre du dix-millionième ont pu être atteintes après le passage de quelques dizaines de zones [2].

Ce procédé est limité aux corps stables qui ne se décomposent ou ne se

volatilisent pas au point de fusion. Nous nous sommes proposé d'étendre la méthode aux mélanges eutectiques qui, tout comme les corps purs, peuvent subir un nombre indéfini de fusions et de cristallisations en gardant leur composition initiale. Ce traitement peut être réalisé en général à une température inférieure à celle nécessaire pour fondre un constituant, et, de ce fait, la décomposition peut être évitée; il pourra s'appliquer notamment aux cryohydrates (eutectiques glace-sel) formés par tous les sels solubles.

Nous avons essayé, par ce procédé, de purifier le chlorure de potassium, sel volatil qui ne peut être traité directement par zone fondue. Pour cela, des solutions de composition correspondante au cryohydrate (24,1 g ClK pour 100 g H_2O) sont additionnées d'une impureté marquée par un indicateur radioactif de façon à réaliser une teneur :

$$R_0 = \frac{\text{masse d'impureté}}{\text{masse de ClK}} = 10^{-3}.$$

Un volume de solution égal à 4 ml est enfermé dans un tube scellé long de 13 cm. Celui-ci entraîné par un moteur à mouvement lent pénètre à la vitesse de 5,6 mm/h dans une enceinte réfrigérée par de la glace carbonique. Quand la congélation est terminée, le tube scellé est découpé en morceaux et l'activité est mesurée dans chacune des fractions obtenues. Finalement, la teneur en impureté

$$R_1 = \frac{\text{masse d'impureté}}{\text{masse de ClK}}$$

est portée sur une courbe en fonction de la distance *d*, du prélèvement à l'extrémité du tube où a commencé la congélation.

Pour toutes les impuretés étudiées, la courbe de répartition est à peu près horizontale pour les faibles valeurs de *d*, mais elle monte de plus en plus rapidement à mesure qu'on s'approche de l'extrémité du tube qui est entrée en dernier dans l'enceinte réfrigérée (*fig.* 1). Cette courbe permet de déterminer un coefficient de purification *p*, qui joue le rôle du coefficient de fractionnement défini précédemment :

$$p = \frac{\left(\dfrac{\text{masse d'impureté}}{\text{masse de ClK}}\right)_{\text{dans l'eutectique solide}}}{\left(\dfrac{\text{masse d'impureté}}{\text{masse de ClK}}\right)_{\text{dans la solution}}} = \frac{R_1(d=0)}{R_0}.$$

Les valeurs obtenues pour différentes impuretés ont été portées dans le tableau I.

TABLEAU I.

Impureté...	ClNa.	ClCs.	Cl_2Ca.	Cl_2Sr.	SO_4K_2.	PO_4K_3.
p............	0,32	0,18	0,44	0,36	0,34	0,43

Remarquons cependant que les courbes de répartition obtenues présentent souvent une irrégularité : le premier point du côté des *d* petits est situé plus haut que le palier presque horizontal de la courbe. Cet effet a été attribué à un retard à la cristallisation.

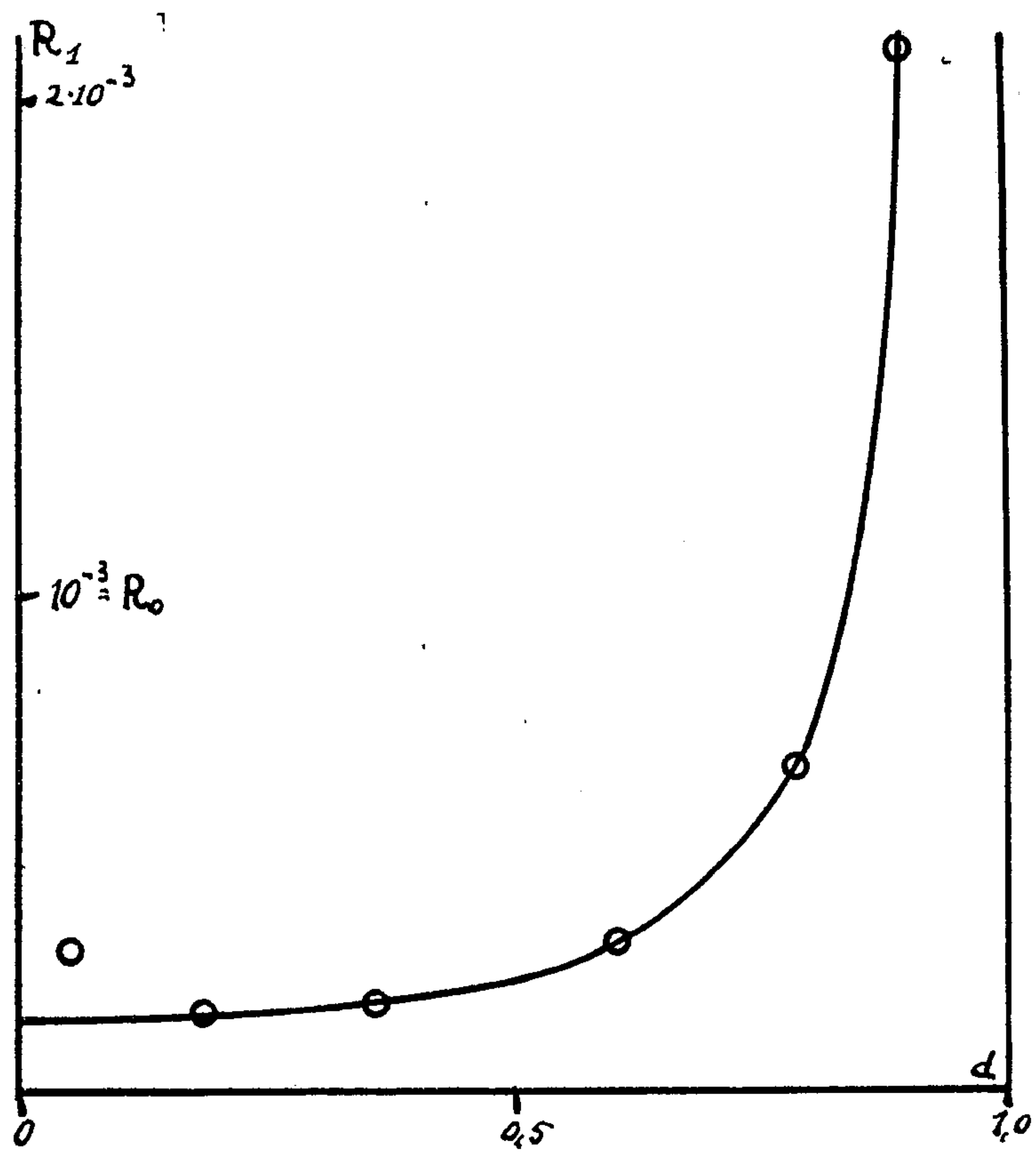


Fig. 1. — Distribution de ClCs dans l'eutectique ClK-glace.

D'autre part, l'effet de la vitesse (v) de congélation a été étudié en utilisant ClNa comme impureté. La figure 2 montre les résultats obtenus : les variations de p sont rapides du côté des faibles vitesses, la courbe s'incurve ensuite et elle tend lentement vers la valeur $p = 1$, pour les déplacements rapides. Cet accroissement de p avec la vitesse montre que pour avoir une purification poussée, il est avantageux d'utiliser des déplacements très lents.

Des purifications ont été réalisées ensuite au moyen d'un dispositif permettant d'obtenir une dizaine de zones fondues. Des lames d'aluminium de 4 mm d'épaisseur sont refroidies en plaçant une extrémité dans une enceinte remplie de glace carbonique. L'autre extrémité est percée d'un trou rond qui est traversé par un tube de verre. Les lames écartées

de 5 cm, produisent une réfrigération suffisamment énergique pour congeler la solution à traiter placée dans un tube scellé qui peut se déplacer dans le tube de verre. Un léger chauffage électrique, dans l'intervalle séparant deux lames d'aluminium permet d'obtenir les zones fondues.

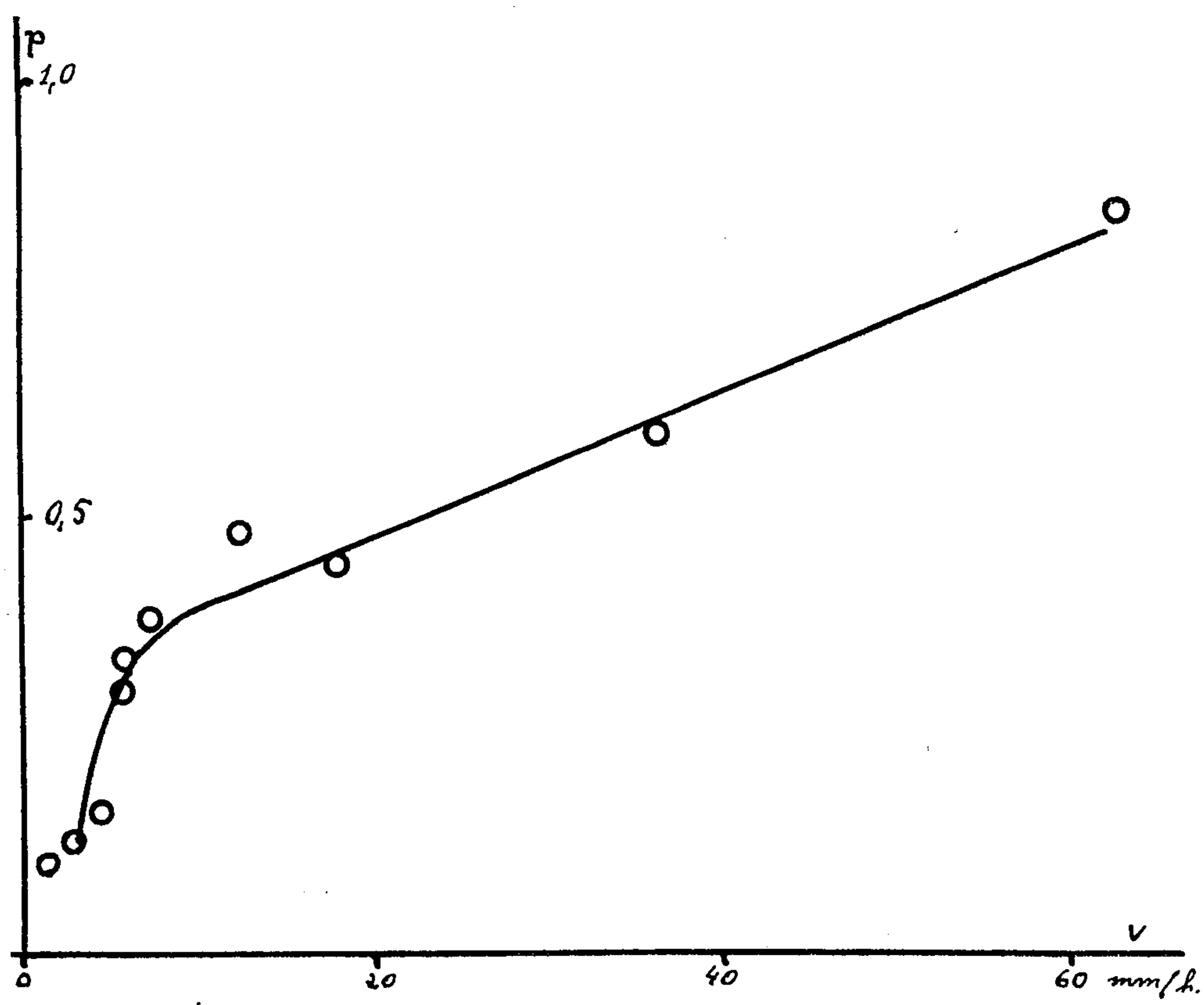


Fig. 2. — Évolution du coefficient de purification en fonction de la vitesse de congélation

Les purifications obtenues sont indiquées dans le tableau II.

TABLEAU II.

Impureté.	Concentration initiale R_0.	Nombre de zones n.	Concentration finale R_n dans la partie la plus pure du sel.	Facteur de purification $\frac{R_0}{R_n}$.
ClNa	10^{-3}	8	$7,0.10^{-5}$	15
ClNa	10^{-3}	10	$3,5.10^{-5}$	28
ClSr	10^{-3}	20	$1,5.10^{-5}$	65

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) P. SÜE, J. PAULY et A. NOUAILLE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1212.

(2) J. PAULY et P. SÜE, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1505.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la chaleur de semiacétalisation.*
Note (*) de M. **Michel Backès**, présentée par M. Marcel Delépine.

L'auteur a calculé les chaleurs moléculaires de semiacétalisation en tenant compte de la chaleur spécifique du mélange final et de la proportion de semiacétal formé.

Depuis les travaux de De Leeuw ([1]) on sait que les aldéhydes réagissent avec les alcools pour donner en une réaction équilibrée des semiacétals

$$R{-}CHO + HO{-}CH_2R' \rightleftharpoons \underset{\displaystyle OH}{\underset{|}{R{-}CH}}{-}O{-}CH_2{-}R'$$

La chaleur moléculaire de semiacétalisation a été mesurée pour le couple propanal-propanol-1 par O. Grabowsky et W. Herold ([2]) et, plus tard, par K. Wolf et K. Merkel ([3]). Les données manquaient dans tous les autres cas. Nous avons donc mesuré les chaleurs de semiacétalisation des aldéhydes en C_3, C_4, C_7 et C_{12}, couplés avec différents alcools primaires et secondaires. Le calcul de la chaleur moléculaire de semiacétalisation impliquait la connaissance de trois quantités : 1° la chaleur dégagée par des mélanges équimoléculaires d'aldéhyde et d'alcool; 2° la chaleur spécifique du mélange en équilibre; 3° la proportion de semiacétal présent dans l'équilibre.

Les quantités de chaleur mises en jeu ont été mesurées dans un petit vase de Dewar dont la capacité calorifique et les pertes thermiques avaient été déterminées au préalable. La dissolution mutuelle des deux réactifs est endothermique. Dans la plupart des cas nous avons pu séparer la période de dissolution de celle de réaction. Il était dès lors possible de calculer les chaleurs de dissolution, en admettant que la chaleur spécifique de la solution est la moyenne proportionnelle de la chaleur spécifique des deux constituants. Les chaleurs de dissolution sont de l'ordre de $0,6 \pm 0,2$ kcal pour les aldéhydes en C_3, C_4, C_7, combinés aux alcools suivants : propanol-1, butanol-1, isobutanol, propanol-2, butanol-2, octanol-2, et cyclohexanol.

La réaction de semiacétalisation commence dès que le mélange est fait. Elle se termine très rapidement dans le cas des alcools primaires où elle ne dure que 1 à 3 mn. Plus longue avec les alcools secondaires, elle demande entre 6 et 17 mn.

La chaleur spécifique du mélange final a été mesurée d'abord en y apportant une quantité de chaleur connue et en observant l'élévation de température ainsi provoquée. Les résultats étaient toujours supérieurs à la chaleur spécifique de l'alcool mis en jeu. C'est pourquoi nous avons vérifié ces mesures par la méthode du calorimètre de Bunsen. Les deux séries de mesures se confirment

et montrent que les mélanges de semiacétal, d'alcool et d'aldéhyde ont des chaleurs spécifiques s'échelonnant entre 0,6 et 0,9 cal/g.

A défaut d'autres moyens, la quantité de semiacétal en équilibre a été déterminée approximativement par des mesures de l'intensité d'absorption de la bande du carbonyle aldéhydique entre 2 920 et 2 880 Å. La différence entre l'intensité d'absorption des solutions alcooliques d'aldéhyde et celle d'une solution d'aldéhyde dans le chlorure de cyclohexyle mesure la quantité d'aldéhyde engagée dans le semiacétal.

En possession de la quantité de chaleur dégagée, de la chaleur spécifique du mélange et de la quantité de semiacétal formé, nous avons calculé les chaleurs de semiacétalisation reportées dans le tableau final. Ces chaleurs, exprimées en Kilocalories, se rapportent à une molécule-gramme de semiacétal formé.

	Propanal.	Butanal.	Heptanal.	Dodecanal.
Propanol-1	4,82	4,72	5,50	–
Butanol-1	4,71	5,08	5,85	6,24
Isobutanol	4,66	5,66	5,98	–
Propanol-2	2,60	4,65	4,00	5,80
Butanol-2	2,19	3,67	3,70	6,20
Octanol-2	3,06	3,80	4,54	–
Cyclohexanol	3,10	3,30	4,38	–

(*) Séance du 20 mai 1956.

(1) *Z. Physik. Chem.*, 77, 1911, p. 287.

(2) *Z. Physik. Chem.*, B 28, 1935, p. 290.

(3) *Z. Physik. Chem.*, A 187, 1940, p. 61.

(*École nat. supérieure de chimie*, 11, *rue Pierre Curie*).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Isomérisations dans la série de la dihydroxy-5.8 flavanone*. Note (*) de M. **Jean Chopin** et Mlle **Michèle Chadenson**, présentée par M. Marcel Delépine.

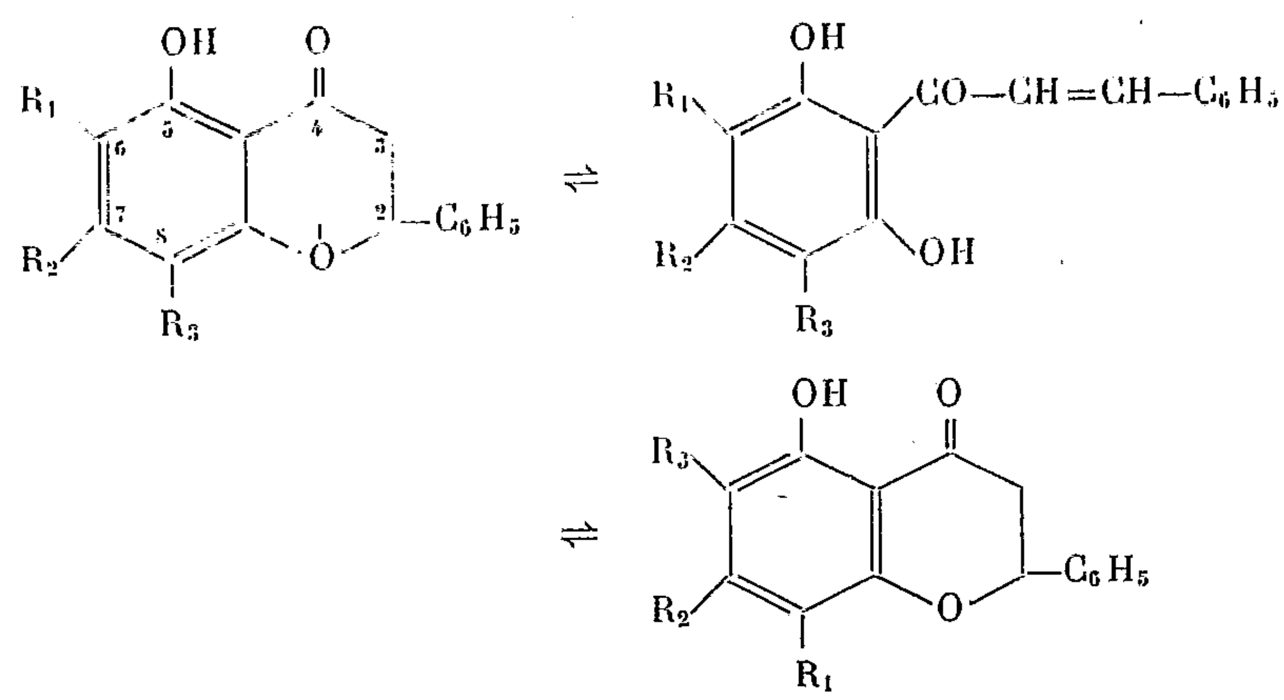
Dans le cadre de recherches systématiques sur l'isomérisation des hydroxy-5 flavanones, les auteurs exposent les résultats obtenus dans la série de la dihydroxy-5.8 flavanone. Par traitement acide, alcalin ou thermique, les dérivés de cette série 5.8 sont isomérisés en dérivés de la dihydroxy-5.6 flavanone.

Les hydroxy-5 flavanones sont susceptibles d'isomérisation par ouverture en chalcones et recyclisation sur l'hydroxyle en 5 suivant le schéma ci-après.

Après avoir étudié précédemment (1), (2), (3), la série de la trihydroxy-5.7.8 flavanone, nous exposons maintenant les résultats obtenus dans la série de la dihydroxy-5.8 flavanone.

Partant de la benzyloxy-2 dihydroxy-3.6 acétophénone (I) (4), nous avons préparé la tribenzyloxy-2.3.6 acétophénone (II), F 108°, puis la tribenzyl-

oxy-2.3.6 chalcone (VII), F 84-86°, λ_{max}^{alcool} 295 mμ, dont la débenzylation par ClH en milieu acétique conduit à la dihydroxy-5.6 flavanone (XVII), F 190°, λ_{max}^{alcool} 275 et 385 mμ, cette structure étant établie par méthylation en diméthoxy-5.6 flavanone (XV) F 134° λ_{max}^{alcool} 262 et 355 mμ, préparée autrement par cyclisation acide de l'hydroxy-2 diméthoxy-5.6 chalcone (X) obtenue à partir de l'hydroxy-2 diméthoxy-5,6 acétophénone (V) ([5]).



La cyclisation de la trihydroxy-2.3.6 chalcone résultant de la débenzylation s'effectue donc dans le sens de la formation de la dihydroxy-5.6 flavanone et non de la dihydroxy-5.8 flavanone (XIV). De même, on n'obtient que la dihydroxy-5.6 flavanone par déméthylation bromhydrique en milieu acétique de la diméthoxy-5.8 flavanone (XII) ([6]), F 163°, λ_{max}^{alcool} : 270 et 355 mμ, préparée à partir de la benzyloxy-2 diméthoxy-3.6 acétophénone (III) ([4]) par l'intermédiaire des chalcones (VIII) et (IX) ([7]). Il y a donc eu réarrangement au cours de la déméthylation.

Nos essais de préparation de la dihydroxy-5.8 flavanone par traitement au chlorure d'aluminium dans le benzène du dérivé diméthylé n'ont pas réussi.

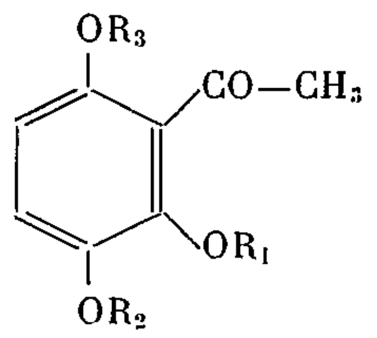
Par contre, l'action du chlorure d'aluminium dans l'éther sur la diméthoxy-5.8 et la diméthoxy-5.6 flavanone conduit respectivement à l'hydroxy-5 méthoxy-8 flavanone (XIII), F 125-126°, λ_{max}^{alcool} : 275 et 375 mμ, et à l'hydroxy-5 méthoxy-6 flavanone (XVI), F 138-139°, λ_{max}^{alcool} 275 et 375 mμ.

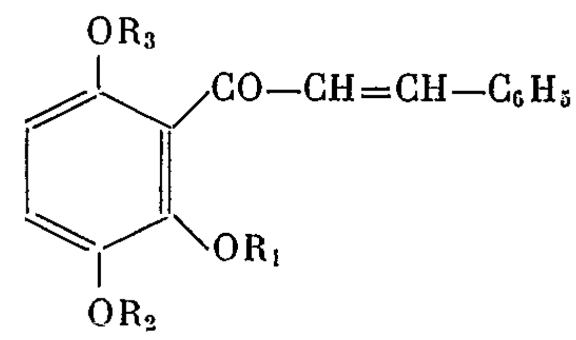
L'hydroxy-5 méthoxy-6 flavanone (XVI) est également formée, à côté de la diméthoxy-5.8 flavanone (XII) par action du chlorure d'aluminium dans l'éther sur la triméthoxy-2.3.6 chalcone (XI), F 98°, λ_{max}^{alcool} 295 mμ, ce qui montre que la déméthylation s'effectue d'abord en position 2, puis en 6.

Par traitement à chaud par la soude alcoolique et acidification, ou par simple chauffage à 180-200° en tube scellé, l'hydroxy-5 méthoxy-8 flavanone (XIII) est isomérisée en hydroxy-5 méthoxy-6 flavanone (XVI).

On retrouve donc dans la série de la dihydroxy-5.8 flavanone l'isomérisation

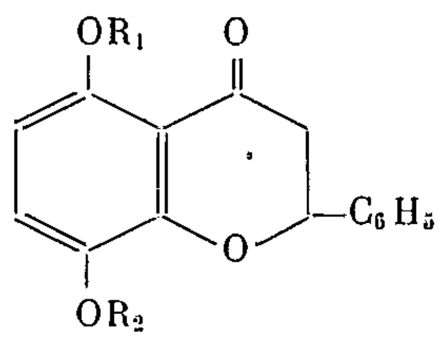
en dérivés disubstitués en 5.6 déjà observée chez les flavones correspondantes ([5]).

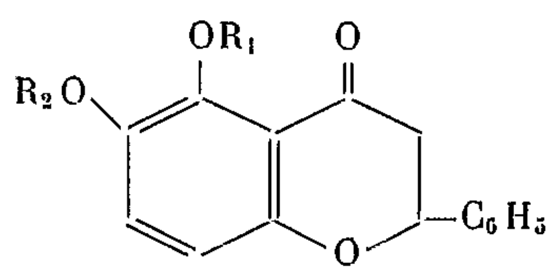




(I) $R_1 = -CH_2-C_6H_5$, $R_2 = R_3 = H$,
(II) $R_1 = R_2 = R_3 = -CH_2-C_6H_5$;
(III) $R_1 = -CH_2-C_6H_5$, $R_2 = R_3 = -CH_3$;
(IV) $R_1 = -CH_3$, $R_2 = R_3 = H$;
(V) $R_1 = R_2 = -CH_3$. $R_3 = H$,
(VI) $R_1 = R_2 = R_3 = -CH_3$;

(VII) $R_1 = R_2 = R_3 = -CH_2-C_6H_5$;
(VIII) $R_1 = -CH_2-C_6H_5$, $R_2 = R_3 = -CH_3$;
(IX) $R_1 = H$, $R_2 = R_3 = -CH_3$;
(X) $R_1 = R_2 = -CH_3$, $R_3 = H$;
(XI) $R_1 = R_2 = R_3 = -CH_3$.





(XII) $R_1 = R_2 = -CH_3$ (XV)
(XIII) $R_1 = H$, $R_2 = -CH_3$ (XVI)
(XIV) $R_1 = R_2 = H$ (XVII)

Un Mémoire détaillé paraîtra au *Bulletin de la Société Chimique de France*.

(*) Séance du 20 mai 1957.

([1]) J. CHOPIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 588.
([2]) J. CHOPIN, D. MOLHO, H. PACHECO et C. MENTZER, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 712 ; *Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 192.
([3]) J. CHOPIN, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 745.
([4]) W. BAKER, *J. Chem. Soc.*, 1939, p. 1924.
([5]) W. BAKER, *J. Chem. Soc.*, 1939, p. 956.
([6]) V. K. AHLUWALIA et T. R. SESHADRI, *Proc. Indian Acad. Sc.*, 39 A, 1954, p. 296; *Chem. Abstr.*, 49, 1955, 9637 b.
([7]) A. BALLIO et F. POCCHIARI, *Ricerca Sc.*, 20, 1950, p. 1301 ; *Chem. Abstr.*, 45, 1951, 5685 h.

(*Laboratoire de Chimie biologique, Faculté des Sciences, Lyon.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Nouvelle méthode de préparation des diesters de l'acide orthophosphorique*. Note de MM. **Pierre Chabrier** et **Mohammed Selim**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les triesters méthyl- di(alcoyl ou diaryl) orthophosphorique réagissent sur la triméthylamine pour conduire à un dialcoyl ou diarylphosphate de tétraméthylammonium. L'ion tétraméthylammonium peut être éliminé soit à l'aide de résines « échangeuses » d'ions, soit par double décomposition.

Les procédés de préparation des diesters de l'acide orthophosphorique sont nombreux. Toutefois des méthodes décrites mettent en œuvre des réactions énergiques (action de $POCl_3$) sur les alcools, ou les phénols (hydrolyse ou hydrogénolyse des triesters) conduisant le plus souvent à des mélanges d'esters difficiles à séparer.

Dans le but d'éviter les réactions secondaires pouvant affecter l'ester ou les radicaux estérifiés et d'obtenir un diester pur, nous avons été conduits à mettre au point une nouvelle méthode de préparation des diesters de l'acide orthophosphorique à partir des triesters sans recourir à des réactions d'hydrolyse. Cette méthode comporte trois étapes :

1. *Préparation d'un triester monométhyl di(alcoyl ou aryl ou aralcoyl) orthophosphorique* (I) par action du dichlorure de l'acide méthylphosphorique sur le dérivé sodé de l'alcool ou du phénol choisi, ou sur l'alcool ou le phénol en présence de pyridine anhydre :

$$CH_3OPOCl_2 + 2\,RONa \rightarrow CH_3OPO(OR)_2$$
$$CH_3OPOCl_2 + 2\,ROH \rightarrow \underset{(I)}{CH_3OPO(OR)_2}.$$

2. *Préparation d'un diester sel d'ammonium quaternaire* (II) par action du triester (I) sur la triméthylamine en solution dans un solvant organique (acétone, benzène, alcool, etc.)

$$CH_3OPO(OR)_2 + (CH_3)_3N \rightarrow \underset{(II)}{(CH_3)_4NPO_4(R)_2}.$$

3. *Séparation de l'ion tétraméthylammonium* par passage d'une solution aqueuse ou hydroalcoolique du composé (II) sur une résine « échangeuse » d'ions à polarité acide ou par double décomposition avec un sel métallique donnant un sel du diester orthophosphorique (III) peu soluble dans les conditions opératoires.

$$(CH_3)_4NPO_4(R)_2 \rightarrow HPO_4(R)_2,$$
$$(CH_3)_4NPO_4(R)_2 + MeX \rightarrow (CH_3)_4NX + \underset{(III)}{MePO_4(R)_2}.$$

1° *Préparation des triesters* (I). — Le dichlorure de l'acide méthylphospho-

rique a été préparé selon la technique de Gamrath [1]. Par action de ce composé sur les phénates alcalins en solution aqueuse on obtient des triesters (IV) généralement insolubles dans l'eau.

Pour préparer les triesters alcoylés (V) ou aralcoylés (VI) on peut faire agir le dichlorure de l'acide méthylphosphorique soit sur le dérivé sodé de l'alcool choisi, soit sur l'alcool en présence de pyridine.

$$\underset{\text{(IV)}}{CH_3OPO(OAr)_2} \quad \underset{\text{(V)}}{CH_3OPO(OR)_2} \quad \underset{\text{(VI)}}{CH_3OPO(OCH_2Ar)_2}.$$

les rendements de ces préparations sont en général excellents.

2° *Diesters sel d'ammonium quaternaire* (II). — Dans une récente Note [2] nous avons montré que le phosphate triméthylique se fixait sur le diméthylaminoéthanol pour conduire quelles que soient les conditions opératoires au diméthylphosphate de choline (VII)

$$PO_4(CH_3)_3 + (CH_3)_2N.CH_2CH_2OH \rightarrow \underset{\text{(VII)}}{\underset{PO_4(CH_3)_2}{(CH_3)_3\overset{|}{N}.CH_2CH_2OH}}$$

L'expérience a montré jusqu'ici, que les triesters du type (I) se fixaient sur la triméthylamine pour conduire aux sels de tétraméthylammonium (II).

La réaction s'effectue aisément à froid, en milieu benzénique acétonique ou alcoolique, lorsqu'il s'agit d'un radical arylé ou lorsque le radical alcoylé a un poids moléculaire peu élevé; la réaction de fixation est plus lente lorsque le poids moléculaire du radical s'élève, il devient nécessaire de chauffer en tube scellé par exemple au voisinage de 100°.

$(CH_3)4NPO_4(R)_2$

R_2.	F(°C).	R_2.	F(°C).	R_2.	F(°C).
$(CH_3)_2$..........	215	$(C_3H_7)_2i$........	128	$(C_{10}H_{21})_2n$.......	212
$(C_2H_5)_2$..........	170	$(C_5H_{11})_2n$.......	212	$(C_6H_5)_2$..........	210
$(C_3H_7)_2n$........	132	$(C_8H_{17})_2n$.......	173	$(C_6H_5CH_2)_2$......	185

3° *Séparation de l'ion tétraméthylammonium.* — Les dialcoyl ou diarylphosphates de tétraméthylammonium (II) préparés jusqu'ici sont tous solubles dans l'eau et dans les solutions hydroalcooliques. Si l'on désire isoler l'acide dialcoyl ou diarylorthophosphorique, il suffit de faire passer une solution aqueuse ou hydroalcoolique du composé (II) sur une résine « échangeuse » d'ions à polarité acide. Nous avons utilisé une résine du type phénol sulfoné en employant 1 à 2 g de résine pour 0,001 mol. de substance à retenir. On recueille au sortir de la colonne une solution aqueuse ou hydroalcoolique de l'acide dialcoyl ou diarylorthophosphorique qu'il suffit de concentrer dans le vide pour obtenir le diester recherché.

On peut encore opérer par double décomposition, ainsi le sel de plomb de l'acide diphénylphosphorique insoluble dans l'eau s'obtient aisément par double décomposition entre une solution aqueuse de diphénylphosphate de tétraméthylammonium et d'acétate de plomb.

(1) *Ind. Eng. Chem.*, 46, 1954, p. 208.

(2) R. HAZARD, J. CHEYMOL, P. CHABRIER et A. CARAYON-GENTIL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1566.

(*Faculté de Médecine, Laboratoire de Pharmacologie, Paris.*)

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action des gibberellines sur la culture des tissus végétaux cultivés* in vitro. Note de M. **GEORGES NETIEN**, présentée par M. Raoul Combes.

Les gibberellines ne provoquent aucune augmentation dans la culture du parenchyme vasculaire de topinambour développé *in vitro* sans hormone et se conduisent comme des inhibiteurs en croissance normale.

Les gibberellines sont des substances extraites de *Gibberella fujikuroi* (Saw.) Voll., champignon qui cause l'allongement des tiges de riz. Trois composés ont été isolés : gibberelline A ($C_{19}H_{24}O_6$), gibberelline A 2 ($C_{19}H_{26}O_6$) et gibberelline A 3 = acide gibberellique ($C_{19}H_{22}O_6$).

Des recherches effectuées sur la croissance des plantes, il ressort qu'en pulvérisation à la dose de 1 à 50 mg/l, ces substances sont capables d'augmenter la croissance linéaire de nombreux végétaux dans un temps relativement court [P. C. Marth, W. V. Audia, J. W. Mitchell (1), B. O. Phinney (2), T. Yabuta et T. Hagasi (3)]. Le mode d'action n'est pas connu, cependant au cours d'expériences réalisées *in vitro* sur fragments excisés de tige de pois, J. Kato (4) constate, outre l'élongation, une augmentation de l'hydratation et de la respiration, et en association avec l'acide indole-acétique à la dose de 10 mg/l, P. W. Brian et H. J. Hemming (5) obtiennent une action synergique à la même concentration pour ce matériel développé à la lumière.

Il nous a paru intéressant de rechercher en culture de tissus végétaux l'action de la gibberelline (6), en utilisant la prolifération *in vitro* du parenchyme vasculaire du tubercule mûr de topinambour (var. fuseau) qui ne peut être déclenchée que par l'addition d'auxines au milieu de base.

Protocole. — Des explantats d'un poids moyen initial de 120 mg sont placés aseptiquement dans le milieu de culture comprenant : sels minéraux (Heller), glucose 5 %, gélose 1 % et des doses variables de 1 à 50 mg/l de gibberelline incorporée après autoclavage seule, ou en association avec l'acide indole-acétique à la dose de 10^{-6}.

Après 40 jours de culture ces fragments furent pesés, et l'accroissement de poids fut calculé en milligrammes par différence entre le poids final et le poids initial. La moyenne est calculée sur 15 tubes par concentration.

Résultats.	Poids final.	Accroissement Poids final Poids initial.	% par rapport témoin.
Témoin sans acide indole-acétique	188	68	0
Milieu gibberelline à 1 mg/l	199	79	+ 16 %
Milieu gibberelline à 10 mg/l	187	67	— 1 %
Milieu gibberelline à 50 mg/l	171	51	— 25 %
Témoin avec acide indole-acétique à 10^{-6}	1286	1166	0
+ gibberelline 1 mg/l	755	635	— 45 %
+ gibberelline 10 mg/l	815	795	— 31 %
+ gibberelline 50 mg/l	745	625	— 46 %

L'examen de ce tableau montre que :

— la gibberelline ne peut déclencher la prolifération du parenchyme vasculaire de topinambour et n'agit pas comme substance auxinique;

— en association avec l'acide indole-acétique et pour les doses comprises entre 1 et 50 mg/l, ce corps est inhibiteur et n'a aucune action synergique avec l'hormone végétale.

L'examen macroscopique des cultures révèle de profondes modifications dans la formation du cal. Alors que pour le témoin la croissance de celui-ci, en présence d'acide indole-acétique s'effectue à la base et tout autour de l'explantat, pour la gibberelline, c'est un développement très irrégulier, latéral, avec ébauches de radicelles.

L'examen microscopique pratiqué en coupe transversale, comparativement au témoin, apporte une confirmation de ces modifications. Il nous a été possible de retrouver l'anatomie décrite par R. J. Gautheret (7) pour des explantats recevant une dose d'acide indole-acétique à 10^{-6} et comprenant en particulier les formations lignifiées des nodules, la différenciation dans les néoformations des faisceaux cribovasculaires à partie libérienne tournée vers l'extérieur et partie ligneuse vers l'intérieur. La gibberelline provoque dans les excroissances une prolifération importante de ces faisceaux séparés par des rayons médullaires plurisériés, sans anomalies de structure, et liée à la rhizogénèse constatée.

(1) *Plant. physiology*, (suppl.), **31**, 1956.
(2) *Plant. physiology*, (suppl.), **31**, 1956.
(3) *Bull. Agr. Chem. Soc.*, Japon, **15**, 1939, p. 82-83.
(4) *Science*, **123**, n° 3208, 1956, p. 1132.
(5) *Nature*, **179**, 1957, p. 417.
(6) Acide gibberellique des Laboratoires Eli Lilly and Company (U. S. A.).
(7) *Revue générale de Botanique*, **60**, 1953, p. 129.

BOTANIQUE. — *Observations sur les tanins de la bogue du Châtaignier.* (*Castanea vulgaris* L.). Note (*) de M. **Gérard Raud**, présentée par M. Roger Heim.

Tanins pyrogalliques et pyrocatéchiques coexistent dans les valves de la bogue, localisés dans des tissus différents. Ils forment un complexe avec un mucilage pectique, coagulable par le bichromate de potassium. Leur localisation apparente, dans les préparations fixées par ce réactif, doit être interprétée en tenant compte de la solubilité du tanin dans l'eau et de la pénétration plus ou moins rapide du réactif dans les tissus.

D'après certains auteurs, les tanins du Châtaignier seraient de nature pyrogallique; pour d'autres, ils se rangeraient dans la catégorie de tanins pyrocatéchiques. Mes observations effectuées au cours d'une étude morphologique et anatomique de la bogue (ou cupule) enveloppant les akènes chez le Châtaignier, paraissent indiquer que, dans cet organe, les deux types de substances se rencontrent simultanément, mais que leur localisation est différente quoique parfois dans des tissus très voisins.

Les valves de la bogue comportent deux épidermes. L'un, externe, est normalement caché par les piquants; il apparaît lorsque la cupule est débarrassée de ce revêtement épineux; en outre, il porte des poils protecteurs unicellulaires mêlés à des poils sécréteurs pluricellulaires. L'autre, interne, délimite la cavité contenant les akènes; il possède seulement des poils protecteurs unicellulaires, mais ceux-ci sont plus nombreux et plus longs que ceux de l'épiderme externe. Dans l'épaisseur des valves on trouve un parenchyme homogène parsemé de groupes de cellules scléreuses et renfermant de nombreux faisceaux cribrovasculaires.

Pour préciser la nature des tanins de la cupule, j'ai utilisé sur des coupes fraîches, successivement et avec des résultats concordants, les différents réactifs spécifiques.

D'une part le réactif de Braemer, le cyanure de potassium et l'hypochlorite de sodium en solution diluée (coloration jaune fugace au début de la réaction) m'ont permis d'affirmer la présence de tanins pyrogalliques ou de leurs produits d'hydrolyse dans l'épiderme interne, dans les parenchymes criblés et vasculaires ainsi que dans les poils sécréteurs portés par l'épiderme externe de la bogue. D'autre part, l'acétate de cuivre en solution aqueuse, le réactif de Lindt ainsi que celui de Joachimovitz mettent, sans conteste, en évidence la présence de tanins pyrocatéchiques dans l'épiderme externe et dans les poils protecteurs des deux épidermes.

Les résultats obtenus par l'action de ces divers réactifs nous amènent donc à conclure avec certitude à l'existence des deux sortes de tanins dans la cupule du Châtaignier; il est remarquable de constater qu'ils

peuvent se trouver étroitement juxtaposés dans des tissus très voisins : par exemple, les tanins pyrocatéchiques dans l'épiderme externe et les poils protecteurs, tandis que les poils sécréteurs portés par le même épiderme contiennent des tanins pyrogalliques.

Le bichromate de potassium en solution aqueuse donne une coloration brunâtre avec tous ces produits; ce réactif est généralement utilisé pour déceler la présence de tanins dans les tissus comme fixateur. Dans les préparations ainsi fixées, les inclusions tanniques apparaissent sous forme de corpuscules sphériques colorés en brun de façon homogène et présentant une certaine consistance. Cette consistance subsiste même après action ménagée de l'hypochlorite de sodium qui leur fait perdre seulement leur coloration : les sphérules se détachent alors les unes des autres et se dispersent en dehors des cellules.

S'agit-il de la coagulation d'un complexe où le tanin se trouverait associé à un mucilage, comme l'ont suggéré divers auteurs dans des cas analogues (Michel-Durand) ([1]) ? Cependant, l'existence de tels complexes serait difficile à mettre en évidence par des méthodes cytologiques, ainsi qu'il ressort d'une étude comparative effectuée par Mme Hurel-Py ([2]), à la suite de l'observation faite par Guilliermond d'inclusions tannifères dans l'épiderme du Rosier. L'emploi de divers réactifs, essayés notamment sur les ligules du *Chrysanthemum frutescens* l'amène, en effet, à conclure qu'on obtiendrait les mêmes colorations aussi bien en présence des tanins que des mucilages (rouge neutre, rouge de ruthénium, bleu Coton C4B, hématoxyline de Delafield).

Dans le cas de la bogue du Châtaignier, les sphérules se colorent par le rouge de ruthénium. Ce premier résultat indiquerait l'existence d'une substance pectique, non mêlée de cellulose, ni de callose, ainsi que le montre l'absence de colorations avec le rouge Congo et le bleu Coton. D'autres réactions des substances pectiques se révèlent également positives : réaction de Devaux (adsorption de bleu de Prusse), dissolution des sphérules, aussi bien dans le mélange de Schulze, l'oxalate d'ammonium ou dans une solution concentrée de saccharose à l'ébullition.

Une étude chimique approfondie serait sans doute nécessaire pour préciser la nature exacte de cette substance; les observations précédentes nous permettent de la considérer comme un mucilage pectique qui formerait, avec le tanin, un complexe coagulable en présence du bichromate de potassium.

Mais s'il n'a pas subi l'action du fixateur, le complexe tannique est facilement soluble dans l'eau. Dans les préparations fixées par le bichromate de potassium en solution aqueuse une rapide pénétration du réactif est donc nécessaire pour permettre de déceler la présence du tanin dans les cellules qui en contiennent; sinon celui-ci pourrait être dissous par

l'eau et dispersé par diffusion en dehors de son lieu d'origine. C'est ce qui se produit notamment si l'on soumet à la fixation des organes volumineux : les tissus profonds paraissent dépourvus de tanin même s'ils en contenaient à l'état frais, l'eau ayant agi comme solvant avant l'intervention du bichromate.

Pour une raison analogue, si l'on examine des coupes provenant d'un organe traumatisé récolté et fixé peu de temps après l'ablation d'une portion de tissus, on est tenté de conclure à tort à un enrichissement local relatif en tanin : cette abondance apparente du tanin au niveau de la blessure correspond à la rapide pénétration du bichromate à travers les cellules lésées, tandis que le revêtement protecteur du reste de l'organe retarde la progression du réactif. On remarque d'ailleurs inversement que cet enrichissement apparent ne se manifeste plus lorsque la blessure est ancienne, les tissus réparateurs (cellules ligno-subéreuses, liège secondaire) ayant rétabli une zone protectrice au niveau de la région lésée. La diminution du contenu tannifère apparent des cellules sous-jacentes paraît même pouvoir servir de témoin dans la mesure de l'efficacité de la barrière protectrice néoformée.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) *Comptes rendus*, 178, 1924, p. 586.

(2) *C. R. Soc. Biol.*, 112, 1933, p. 1622.

(*Laboratoire de Biologie végétale II, S. P. C. N., Paris.*)

BIOPHYSIQUE. — *Étude de la vitesse des échanges d'oxygène des algues* Chlorella pyrenoidosa *au début de la période d'illumination.* Note de M. **Pierre Joliot**, présentée par M. Jacques Duclaux.

L'émission d'oxygène qu'on observe pendant le début de l'illumination des plantes chlorophylliennes photosynthétiques a été étudiée dans des conditions de lumière limitantes. La vitesse initiale de cette émission est égale à la vitesse de la photosynthèse en régime stationnaire. Le même phénomène s'observe en anaérobiose.

Différents auteurs ont observé un jet d'oxygène au début de la période d'illumination de plantes très diverses. J'ai pu préciser quantitativement certains aspects de ce phénomène.

1° *Technique.* — La concentration d'oxygène est mesurée par une méthode ampérométrique décrite dans une Note précédente (1). La sensibilité pratique de la méthode est maximum aux basses concentrations d'oxygène, conditions dans lesquelles les fluctuations du courant de diffusion sont minimum. Ces fluctuations ont été considérablement diminuées. On a adjoint au montage initial un dispositif permettant l'enregistrement

direct de la vitesse des échanges d'oxygène. A cet effet on intercale dans le circuit de la cuve électrochimique une résistance de 10 à 50 kΩ aux bornes de laquelle est branché un amplificateur à courant continu. Le courant amplifié est dérivé par un système capacité-résistance dont on peut faire varier la constante de temps CR entre 1/10ᵉ de seconde et 1 s en modifiant la résistance. La mesure du courant dérivé est effectuée par un galvanomètre de 1/15ᵉ de seconde de période dont le spot est enregistré photographiquement. La constante de temps de dérivation est abaissée jusqu'à la limite imposée par l'accroissement des fluctuations (1/10ᵉ de seconde dans les expériences décrites).

2° *Étude sur les suspensions de chlorelles.* — On enregistre simultanément la concentration d'oxygène et sa vitesse de variation au début de la période d'illumination. Une fois les phénomènes transitoires terminés, la vitesse de la photosynthèse est suivie sur le diagramme des concentrations pendant plusieurs minutes au besoin. Nous donnons à titre d'exemple quelques diagrammes où seuls les enregistrements de vitesses sont représentés. La vitesse stationnaire de la photosynthèse a été déterminée avec précision sur l'enregistrement des concentrations.

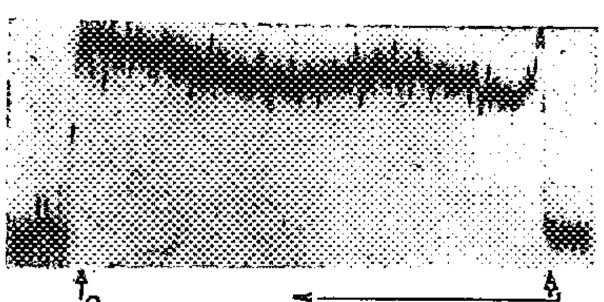


FIG. 1

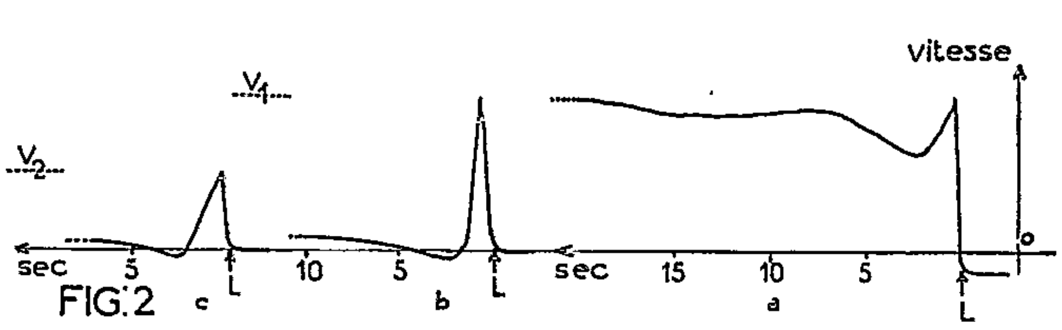


FIG. 2

Fig. 1. — Reproduction photographique d'un enregistrement de vitesse.

Milieu : tampon phosphate M/20 pH 6,4, KCl M/10, CO_2 5 %. Concentration des algues : 10 μl/ml Lumière : 546 mμ. Épaisseur de la suspension : 5 mm. Durée de la période obscure précédant l'illumination : 20 s. L, lumière; O, obscurité. Vitesse de la photosynthèse en régime stationnaire (compte tenu de la respiration) : 5,2 μl/μl d'algues par heure. La période d'obscurité précédente étant courte, le minimum qui suit le jet initial est peu marqué. On peut observer que la valeur moyenne des fluctuations croît avec la concentration d'oxygène.

Fig. 2. — Mêmes conditions que dans la figure 1. (*a*), durée de la période d'obscurité 1 min; (*b*), (*c*), durée de la phase anaérobie précédant l'illumination : 2 mn. L'intensité lumineuse en (*c*) est moitié de l'intensité lumineuse en (*a*) et (*b*). Vitesse stationnaire de la photosynthèse $V_1 = 4,8$; $V_2 = 2,7$ μl/μl d'algues par heure.

a. La vitesse de dégagement de l'oxygène est maximum au début de l'illumination; elle décroît de manière sensiblement exponentielle dans les quelques secondes qui suivent, puis atteint la vitesse de régime de la photosynthèse en un temps variable dépendant principalement de la durée de la période obscure précédente (*fig.* 1). Pendant la phase d'induction la vitesse présente généralement un autre minimum. Toutes les expériences ont été faites avec des intensités lumineuses limitantes, donc

relativement faibles. Dans ces conditions la vitesse maximum du jet initial d'oxygène est égale à la vitesse de régime atteinte par la photosynthèse pour la même intensité lumineuse quand les phénomènes d'induction sont terminés (*fig.* 1). On retrouve cette égalité pour les différentes longueurs d'onde de la lumière utilisée (436, 496, 546, 680 mμ), pour toutes les durées de la période d'obscurité précédant l'illumination, pour différentes conditions de culture et de stockage des algues. Les expériences faites en anaérobiose provoquée par la respiration des algues montrent un comportement identique (*fig.* 2). Le retour de la photosynthèse à la vitesse maximum est d'autant plus lent que la période d'anaérobiose est plus longue.

b. Les conditions d'anaérobiose sont commodes pour isoler le jet initial d'oxygène. On peut ainsi apprécier le volume total d'oxygène dégagé pendant cette phase. Ce volume est sujet à variations suivant les algues; cependant pour un lot donné, il est approximativement constant, quelle que soit l'intensité de la lumière. La rapidité du dégagement croît avec cette intensité et l'intégrale de la courbe des vitesses reste sensiblement la même (*fig.* 2 *b*, *c*).

c. Comme il est classique de l'admettre, la durée de la période d'obscurité précédant l'illumination influe sur la durée de l'induction. La vitesse initiale de production d'oxygène reste identique, mais le minimum de vitesse qui suit s'atténue jusqu'à disparaître pour des périodes d'obscurité de quelques secondes.

d. Si les algues ont atteint la vitesse stationnaire de la photosynthèse, une augmentation de l'intensité lumineuse provoque un processus identique. L'enregistrement des vitesses présente un maximum initial égal à la vitesse stationnaire pour la nouvelle intensité.

3° *Conclusions.* — L'existence d'un jet d'oxygène au début de l'illumination des plantes chlorophylliennes semble générale. Les résultats négatifs obtenus par certains auteurs peuvent s'expliquer par une sensibilité ou une rapidité de réponse insuffisante de l'appareil utilisé. Avec une constante de temps de dérivation trop grande (0,5 à 1 s) j'ai observé un abaissement du pic des vitesses. En diminuant la constante de temps on arrive à une valeur limite. En aucun cas je n'ai pu obtenir une valeur de la vitesse initiale supérieure à la valeur de la vitesse stationnaire de la photosynthèse.

Le jet d'oxygène correspond certainement à la décomposition photochimique d'un composé oxygéné. Deux faits semblent indiquer que ce composé est identique à celui libérant l'oxygène dans la photosynthèse. En premier lieu, le rendement quantique initial de la réaction est égal au rendement de la photosynthèse en régime stationnaire; en second lieu il est possible d'obtenir une nouvelle émission d'oxygène en augmentant

l'intensité lumineuse, ce qui élimine la possibilité d'un composé photochimique accumulé à l'obscurité. L'hypothèse la plus simple consiste à admettre que l'acte primaire de la photosynthèse, c'est-à-dire la photolyse de l'eau, atteint immédiatement sa vitesse maximum et qu'il apparaît ensuite une inhibition due par exemple au blocage partiel de la chaîne des transporteurs qui évacuent l'hydrogène produit. La présence d'oxygène dans le milieu n'interviendrait que dans le mécanisme de cette inhibition.

(1) P. Joliot, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 677.
(2) L. R. Blinks et R. K. Skow, *Proc. Nat. Acad. Sc. Washington*, 24, 1938, p. 413-420.

CHIMIE AGRICOLE. — *Relations entre la vitesse de dilution isotopique du phosphore du sol et l'alimentation phosphatée des plantes.* Note (*) de M. **Robert Blanchet**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

L'alimentation phosphatée des plantes est fonction de l'activité des ions phosphoriques du sol, et de leur vitesse de désorption. Ces deux données peuvent être correctement estimées en considérant d'une part la concentration de la solution du sol, d'autre part la vitesse de dilution isotopique des réserves phosphoriques.

La méthode de dilution isotopique permet de mesurer la quantité d'ions phosphoriques qui participent aux équilibres sol-solution [1]. Nous examinons ici les relations entre la vitesse de cette dilution isotopique et l'alimentation phosphatée des plantes.

Techniques. — Le sol finement broyé est mis en suspension dans l'eau et agité à température constante jusqu'à obtention de l'équilibre. En conservant une agitation intense, on ajoute ensuite une très petite quantité, exactement connue, d'ions phosphoriques radioactifs sans entraîneur, et l'on mesure en fonction du temps la diminution de la radioactivité restant en solution. On dose également l'ensemble des ions phosphoriques de la solution, par voie chimique. A un instant donné, la quantité de PO_4''' isotopiquement diluée est donnée par la relation suivante, dans laquelle les trois autres termes sont connus :

$$\frac{\text{P isotopiquement dilué}}{\text{P en solution}} = \frac{\text{Radioactivité introduite}}{\text{Radioactivité en solution}}.$$

Résultats. — Si l'on représente en fonction du temps les quantités de PO_4''' isotopiquement diluées, on obtient une courbe dont la tangente en chaque point indique la vitesse de dilution en ce point. A chaque point de la courbe correspond une quantité donnée de phosphore isotopiquement dilué. On peut alors dresser un second graphique sur lequel les vitesses de dilution isotopique, exprimées en partie par million (p. p. m.) de P

par minute, sont portées en fonction des quantités de P diluées. Le graphique 1, établi ainsi, se rapporte à des prélèvements successifs d'un sol de limon en place progressivement enrichi depuis 1929 par des apports annuels de scories de déphosphoration, et laissé sans culture. Les vitesses initiales de dilution sont d'autant plus grandes que le sol a été plus enrichi; puis la vitesse diminue au fur et à mesure que l'échange s'effectue avec des ions plus fortement retenus par le sol.

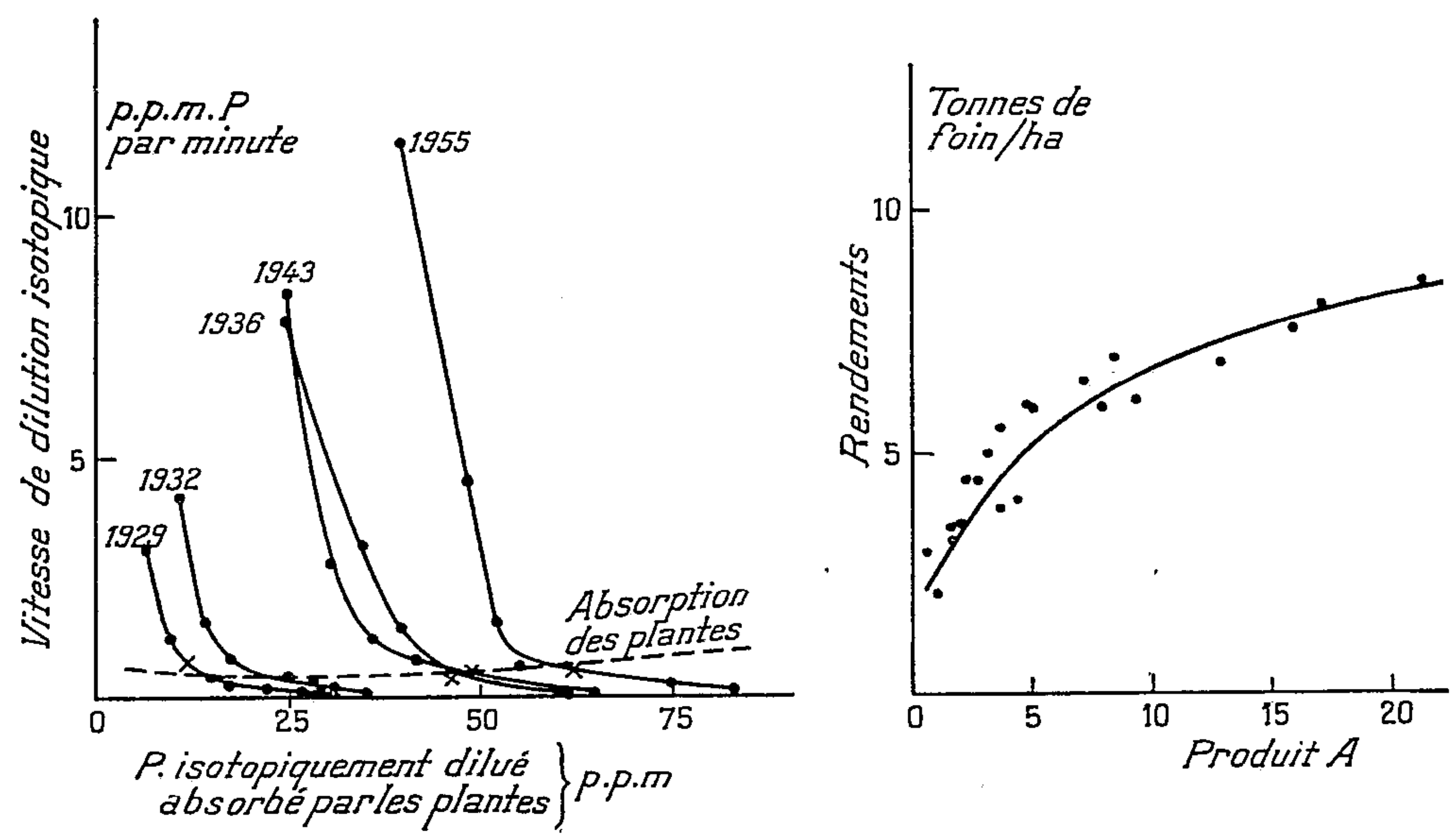


Fig. 1. Fig. 2.

Relations entre la vitesse de dilution isotopique du phosphore du sol et la nutrition phosphatée des plantes.

Des cultures conduites selon la technique de Neubauer (100 plants de blé végétant pendant 18 jours sur 100 g de sol additionnés de 50 g de sable) ont été effectuées sur ces divers sols. Les quantités de P absorbées par les plantes sont portées en abscisses sur le même graphique 1; elles varient largement selon les sols (11 à 65 p. p. m. de sol). Ce phosphore absorbé correspond dans tous les cas à la quantité isotopiquement diluée avec une vitesse supérieure à environ 0,5 p. p. m. de P par minute. Nous avons constaté d'autre part que le temps nécessaire à la dilution de ces ions absorbés est voisin de 15 mn. Le phosphore de ces sols le plus facilement utilisable par les plantes, dans ces conditions d'épuisement assez intense, est ainsi celui qui se dilue isotopiquement avec une vitesse suffisamment élevée, et en un temps court (de l'ordre de 15 mn).

Cette technique a été d'autre part appliquée à des terres dont la réaction aux engrais phosphatés est connue, notamment à une série de sols granitiques dans lesquels l'alimentation en P est le principal facteur limitant

les rendements (²). On doit donc obtenir une corrélation aussi étroite que possible entre la valeur culturale de ces sols et la détermination de la quantité de phosphore facilement utilisable qu'ils renferment. Il existe effectivement une assez bonne relation entre ces rendements et la quantité de phosphore isotopiquement diluable en 15 mn. Toutefois, la corrélation est beaucoup plus étroite lorsqu'on tient compte également de la concentration en P de la solution du sol, qui indique approximativement l'activité de ce phosphore.

Le graphique 2, qui montre cette corrélation, est obtenu en représentant les rendements, exprimés en tonnes de foin par coupe et par hectare, en fonction du produit A :

$$A = \left(\begin{array}{c}\text{p. p. m. P isotopiquement}\\ \text{diluées en 15 mn}\end{array}\right) \times \left(\begin{array}{c}\text{mg P par litre de solution}\\ \text{rapport sol/eau} = 1/4\end{array}\right).$$

L'étude de la cinétique de la dilution isotopique permet de déterminer quelle quantité d'ions PO_4''' rapidement diffusibles renferme le sol; la concentration de la solution tient compte d'autre part de leur activité. Connaissant ces deux données essentielles, on peut estimer correctement l'aptitude des sols à assurer l'alimentation phosphatée des cultures.

(*) Séance du 6 mai 1957.

(¹) G. BARBIER, *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1246; 238, 1954, p. 1532; 238, 1954, p. 1733; *Ann. Agron.*, 6, 1954, p. 923; *C. R. VIᵉ Congrès Int. Sc. Sol Paris*, vol. B, 1956, p. 387.

(²) R. BLANCHET, *C. R. Acad. Agric.*, 41, 1955, p. 745.

(*Station centrale d'Agronomie, Versailles.*)

PHYSIOLOGIE. — *Rôle de la surrénale dans les mécanismes de concentration de l'urine.* Note (*) de MM. **MAXIME GUINNEBAULT** et **FRANÇOIS MOREL**, présentée par M. Robert Courrier.

Le rôle de la surrénale dans la constitution d'un gradient de concentration des électrolytes tissulaires dans le rein des Mammifères a été étudié. Il est montré que la surrénalectomie chez le Rat provoque une diminution de ce gradient chez les animaux soumis à une surcharge de sel, tandis qu'il n'est pas aboli, contrairement à celui des témoins, chez les animaux surrénalectomisés ayant reçu une surcharge d'eau.

Les travaux récents de différents auteurs ont montré que, lorsque le rein produit une urine hypertonique sous l'effet de l'ADH (¹), il est possible de mettre en évidence un gradient de pression osmotique croissante s'étendant de la jonction corticomédullaire jusqu'à l'extrémité de la papille où cette pression est maximale. Le gradient observé intéresse non seulement la pression osmotique de l'urine des anses de Henlé et des canaux collec-

teurs (²), mais également celle du liquide interstitiel, du plasma sanguin (³), ainsi que celle des cellules présentes dans ces régions (⁴). Il a été démontré (⁴) que, dans ce type d'expérience, la concentration des électrolytes, et notamment celle du sodium, varie proportionnellement à la pression osmotique C'est l'existence d'un tel gradient de pression osmotique qui permettrait au rein de sécréter une urine hypertonique (¹), (⁵). Le gradient est absent lorsque le rein, n'étant plus soumis à l'action de l'ADH, excrète une urine hypotonique (⁴).

Dans le présent travail, nous nous proposons de montrer que les hormones surrénaliennes jouent un rôle dans les mécanismes qui permettent l'établissement de ce gradient osmotique; on sait, en effet, que le pouvoir de concentration du rein (⁶), comme son pouvoir de dilution (⁷) sont réduits en l'absence des surrénales.

Les expériences ont été réalisées chez des rats Wistar (femelles de 200 à 250 g), soit normaux, soit surrénalectomisés depuis 5 à 8 jours.

La moitié des animaux a reçu une surcharge d'eau (5 % du poids par voie intragastrique), l'autre moitié une surcharge de sel (ClNa à 10 % 3 ml par 100 g injectés par voie i. p.).

Les rats ont ensuite été placés dans des cages individuelles et leurs urines recueillies en fonction du temps. Lorsque les conditions de diurèse désirées étaient établies, les rats ont été saignés, les reins excisés aussitôt et plongés dans l'azote liquide. A la chambre froide, avant toute décongélation, nous avons prélevé sur ces reins des fragments pesant 5 à 20 mg à quatre profondeurs différentes : cortex, région externe de la zone médullaire, région profonde de la zone médullaire, papille.

Après minéralisation par le mélange sulfonitrique et dilution convenable, la teneur en électrolytes (Na^+ et K^+) contenus dans ces fragments a été déterminée par spectrophotométrie de flamme. La concentration du sodium et du potassium dans le plasma et les urines a été également mesurée.

Nous avons exprimé la concentration de ces ions en microéquivalents par gramme de tissu frais. Cependant, pour faciliter les comparaisons entre les divers groupes expérimentaux, nous avons rapporté ces concentrations aux concentrations plasmatiques homologues.

Les résultats, qui concernent 36 rats, sont présentés dans le tableau et la figure ci-après.

Ces résultats montrent que :

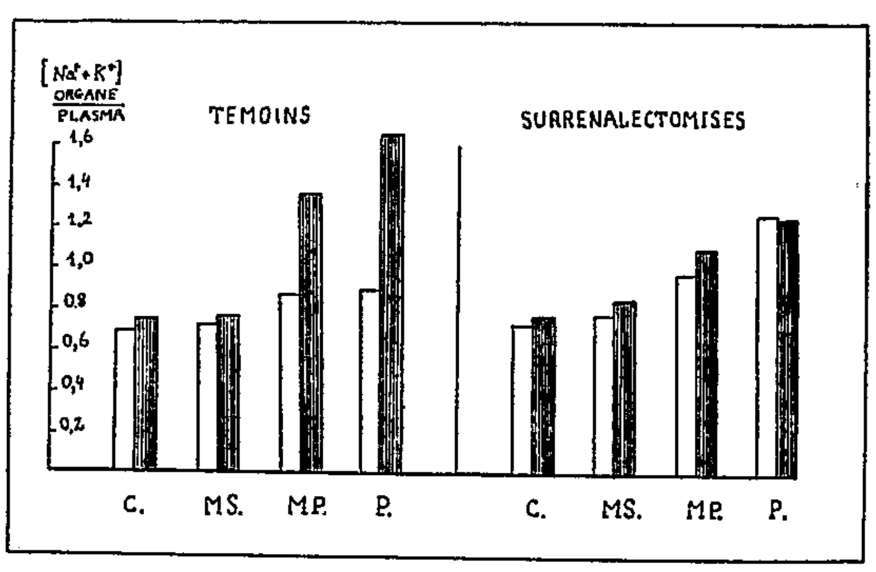
1° Chez les rats témoins ayant reçu une surcharge de sel, la concentration du sodium augmente d'autant plus qu'on se rapproche davantage de la papille; dans la papille, cette concentration dépasse nettement celle du plasma. Par contre, la concentration du potassium reste relativement constante;

2° Chez les rats témoins ayant reçu une surcharge d'eau le gradient de concentration du sodium apparaît très diminué, tandis que la concentration du potassium décroît des régions superficielles aux régions profondes.

	Plasma.		$\frac{\text{Cortex}}{\text{Plasma}}$.			$\frac{\text{Medulla sup.}}{\text{Plasma}}$.			$\frac{\text{Medulla prof.}}{\text{Plasma}}$.			$\frac{\text{Papille}}{\text{Plasma}}$.		$\frac{\text{Urine}}{\text{Plasma}}$.
						Surcharge d'eau.								
						Témoins.								
Na....	141,5	(12)	0,280	(0,031)	(11)	0,331	(0,010)	(12)	0,546	(0,02)	(12)	0,643	(0,045)	0,033
K....	5,72	(12)	11,1	(0,65)	(10)	10,55	(0,35)	(11)	9,0	(0,4)	(12)	6,95	(0,2)	1,27
						Surrénalectomisés.								
Na....	132,5	(14)	0,324	(0,023)	(14)	0,382	(0,029)	(14)	0,583	(0,043)	(14)	0,925	(0,07)	1,18
K....	6,25	(13)	9,9	(0,48)	(14)	9,7	(0,1)	(14)	8,4	(0,33)	(14)	6,6	(0,46)	2,49
						Surcharge de sel.								
						Témoins.								
Na....	159	(12)	0,344	(0,014)	(12)	0,365	(0,014)	(10)	0,97	(0,098)	(11)	1,3	(0,088)	1,94
K....	6,74	(12)	10,5	(0,8)	(12)	10,45	(0,4)	(10)	10,85	(0,4)	(11)	9,65	(0,3)	17,4
						Surrénalectomisés.								
Na....	153	(25)	0,394	(0,012)	(26)	0,485	(0,020)	(26)	0,75	(0,033)	(25)	0,91	(0,05)	1,94
K....	6,82	(26)	9,4	(0,2)	(25)	9,05	(0,3)	(26)	9,1	(0,18)	(25)	8,45	(0,29)	6,98

Concentrations, rapportées aux plasmas, des urines et des diverses zones du rein.
Les chiffres entre parenthèses indiquent, dans chaque case :
A gauche, le nombre de mesures; à droite, l'erreur standard.

Comme le montre le tableau, il existe une différence très significative dans la medulla profonde pour le sodium ($t = 4{,}21$, $P < 0{,}001$) et pour le potassium ($t = 3{,}1$, $0{,}001 < P < 0{,}01$) ainsi que dans la papille (Na :



Variation de la concentration des électrolytes dans les diverses zones du rein.

Les colonnes représentent la valeur du rapport $\frac{(\text{Na} + \text{K})\ \text{organe}}{(\text{Na} + \text{K})\ \text{plasma}} \left(\frac{\mu\ \text{équiv/mg}}{\mu\ \text{équiv/ml}}\right)$ chez les animaux témoins, à gauche; chez les animaux surrénalectomisés, à droite.

En blanc : animaux ayant reçu une surcharge d'eau. — En grisé : animaux ayant reçu une surcharge de sel. — C, cortex; M. S., medulla superficielle; M. P., medulla profonde; P, papille.

$t = 6{,}55$, $p < 0{,}001$; K : $t = 7{,}6$, $p < 0{,}001$) entre les animaux normaux ayant reçu une surcharge de sel et ceux ayant reçu une surcharge d'eau.

3° La surrénalectomie entraîne, chez les animaux ayant reçu une surcharge de sel, une atténuation du gradient de concentration du sodium : par rapport aux témoins, la concentration du sodium tissulaire rapportée à celle du plasma apparaît significativement augmentée dans les zones superficielles : cortex, $t = 2{,}32$, $0{,}02 < P < 0{,}05$; medulla superficielle, $t = 3{,}7$, $P < 0{,}001$ et significativement abaissée dans les zones profondes : medulla profonde, $t = 2{,}24$, $0{,}02 < P < 0{,}05$; papille, $t = 3{,}88$, $P < 0{,}001$.

4° Au contraire, les animaux surrénalectomisés ayant reçu une surcharge d'eau présentent un gradient de concentration du sodium plus marqué que les rats témoins, au moins au niveau de la papille ($t = 3{,}14$, $P < 0{,}01$).

5° La concentration du potassium, bien que toujours inférieure à celle des témoins, évolue parallèlement à celle-ci dans les fragments de rein des animaux surrénalectomisés.

La présence d'urine de concentration ionique variable avec les conditions physiologiques, particulièrement dans les fragments de papille, ne saurait introduire d'erreur importante dans les résultats rapportés ci-dessus : on observe en effet que les rats témoins hydratés ont une concentration de sodium deux à trois fois plus élevée dans la papille que dans le cortex, malgré la présence d'une urine très diluée; en outre, il existe une différence hautement significative entre les concentrations du sodium dans la papille des animaux témoins et surrénalectomisés ayant reçu une surcharge de sel ($t = 3{,}88$, $P < 0{,}001$) bien que la concentration du sodium urinaire soit égale dans les deux groupes.

Ces résultats confirment l'existence d'un gradient de concentration électrolytique corticopapillaire lorsque le rein est soumis à l'action de l'hormone antidiurétique (urine hypertonique) et sa disparition presque complète en l'absence de cette hormone (diurèse aqueuse).

De plus, nos résultats indiquent qu'après surrénalectomie, les mêmes états physiologiques n'entraînent plus de variations du gradient électrolytique. La valeur de ce gradient se situe entre celles observées chez les animaux normaux soumis à une surcharge de sel ou d'eau (*fig.* 1). Il semble donc que le rôle des corticoïdes sur le pouvoir de concentration et de dilution de l'urine par le rein pourrait s'expliquer par leur action sur l'établissement d'un gradient de pression osmotique, entre le cortex et la papille.

Le mécanisme de cette action reste cependant à préciser.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) Hormone antidiurétique neurohypophysaire.

(2) H. Wirz, B. Hargitay et W. Kuhn, *Helv. Physiol. Acta*, 9, 1951, p. 196.

(3) H. Wirz, *Helv. Physiol. Acta*, 11, 1953, p. 20.
(4) K. J. Ullrich, F. O. Drenckhahn et K. J. Jahrausch, *Pfluger. Arch.*, 261, 1955, p. 62.
(5) B. Hargitay et W. Kuhn, *Z. für Elektrochem.*, 55, 6, 1951, p. 539.
(6) J. C. Reommelt, O. W. Sartorius et R. F. Pitts, *Amer. J. Physiol.*, 159, 1949, p. 124.
(7) J. Reforzo-Membrives, M. H. Power et E. J. Kepler, *J. Clin. Endocrinol.*, 5, 1945, p. 76.

BIOLOGIE. — *Sur les mouvements des explants de foie embryonnaire cultivé* in vitro. Note de M. **Étienne Wolff** et Mme **Léa Marin**, présentée par M. Robert Courrier.

L'un de nous a montré, dans des travaux antérieurs, que des explants de foie d'embryon de poulet, associés à d'autres organes, se moulent sur leur surface et s'adaptent à leur relief. Il les entourent souvent d'une écorce continue, pénètrent dans leurs anfractuosités, se glissent dans leurs interstices et entre leurs tissus (1). Des morceaux de foie embryonnaire de 7 à 9 jours, associés entre eux, se fusionnent en une masse unique, homogène, qui tend vers la forme d'une lentille, quelle que soit l'irrégularité initiale de ses contours.

Ces associations et regroupements supposent des mouvements intenses, dont nous cherchons à étudier la nature et la causalité. Ces propriétés ne sont du reste pas spéciales au tissu hépatique. D'autres organes ou tissus les manifestent à des degrés divers. Mais comme elles sont particulièrement nettes dans les explants de foie, c'est sur cet organe que nous avons tenté de les analyser.

1. *Régularisation des contours des explants.* — C'est le premier phénomène qu'on observe sur les explants cultivés sur le milieu de base d'Ét. Wolff et K. Haffen (2). Il est absolument général. Les explants, si irréguliers et déchiquetés soient-ils, évoluent vers une forme arrondie. Cette évolution est indépendante de la présence ou de l'absence de la capsule conjonctive du foie, elle se produit aussi quand l'explant est en contact avec des objets inertes auxquels il adhère. Ce changement de forme n'est pas une simple rétraction de la masse hépatique. Des particules de carmin ont servi à marquer différents territoires. Leurs déplacements montrent que des courants se produisent dans la masse de l'explant, et que ceux-ci continuent longtemps après que les contours se sont régularisés.

2. *Fusion de plusieurs explants.* — Plusieurs explants mis en contact collaborent à la formation d'une masse homogène qui évolue, tel un explant unique, vers la forme lenticulaire. Deux explants séparés arrivent à se rencontrer en vertu de leurs mouvements propres. Ils se fusionnent alors intimement, même s'ils ont déjà formé leur membrane protectrice.

Au cours de la fusion, la masse des deux explants conflue vers le centre de gravité de l'ensemble. Lorsque deux fragments sont unis par un troisième long et étroit, c'est vers le milieu de ce pont qu'ils se déplacent et se rassemblent.

3. « *Ingestion* » *d'objets inertes.* — Au contact d'un objet inerte, tel qu'un éclat ou une baguette de verre, l'explant de foie commence d'abord par s'arrondir. Puis une partie de l'explant s'étire et se déplace à la surface de l'objet qu'elle tend à englober. S'agit-il d'une longue et mince baguette de verre ? Un étroit manchon de tissu hépatique progresse à sa surface et arrive parfois à l'englober complètement. Ce n'est du reste pas un simple enrobage. A l'aide de repères fixes placés sur le milieu, on a pu voir le morceau de verre se déplacer tout entier, comme aspiré par l'explant. La cinématographie confirme de telles observations. L'objet est tout d'abord saisi par les prolongements du tissu hépatique qui se glissent à sa surface. Puis il est comme happé par la masse de l'explant, à l'intérieur duquel il pénètre tout entier.

L'aspiration est tout aussi remarquable, quand on met à la disposition de l'explant des proies molles et flexibles, tel un filament d'albumine coagulée. Celui-ci s'enroule à l'intérieur de l'explant au fur et à mesure qu'il est ingéré. Ainsi des masses considérables d'albumine peuvent s'accumuler à l'intérieur du tissu hépatique.

Des objets friables — tels des grains de carmin — ne sont pas ingérés d'une seule venue. Décomposés en une poussière de granules plus ou moins fins, ils sont happés les uns après les autres, attestant l'intensité de l'aspiration qu'exercent les explants.

Ce phénomène d'ingestion (au sens étymologique du terme) évoque, à l'échelle d'une masse multicellulaire, le phénomène de la phagocytose. Sans doute s'agit-il d'une simple analogie, que les déplacements des explants rendent cependant plus frappante encore.

4. *Déplacement des explants sur leur substratum.* — Les explants sont capables non seulement de se déformer, mais encore de se déplacer sur leur support. Toute la masse se meut alors dans une direction définie. En dehors de thigmotactismes, nous ne pouvons encore préciser sous quelles influences les explants se déplacent.

Mais on constate que, dans un milieu et sur un support en apparence homogène, un déplacement une fois amorcé se poursuit dans la même direction. Dans plusieurs cas, les explants ont émis un prolongement très long et très fin, évoquant un pseudopode, et ils se sont déplacés tout entiers dans la direction de ce prolongement.

Conclusion. — Les observations qui viennent d'être relatées montrent que les explants de foie embryonnaire de poulet, cultivés *in vitro*, sont doués d'une grande activité propre. Ils régularisent leurs contours, grâce

à des courants internes et à des déplacements relatifs de leurs parties; mais ils sont capables d'effectuer aussi des mouvements d'ensemble, de se déplacer dans une direction constante, d'entourer et de capter les corps inertes qu'ils rencontrent. Leurs déplacements évoquent, à l'échelle pluricellulaire, le mouvement amiboïde et la phagocytose.

(1) ÉT. WOLFF, *Bull. Soc. Zool. de France*, 79, 1954, p. 357-369; ÉT. WOLFF et D. BRESCH, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1014; D. BRESCH, *Bull. Biol. France et Belgique*, 89, 1955, p. 179-188.

(2) *J. exp. Zool.*, 119, 1952, p. 381-404.

(Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.)

BIOLOGIE. — *Développement de deux Opilions* Phalangiidæ, Odiellus gallicus *E. Simon, et* Homalenotus quadridentatus *Cuvier*. Note (*) de M. **CHRISTIAN JUBERTHIE**, transmise par M. Albert Vandel.

L'étude du développement des Opilions a été entreprise par J. Gueutal (1943) (1) pour *Phalangium opilio* L. (*Phalangiidæ*), par W. Pabst (1953) (2) pour *Trogulus nepæformis* Scop., *T. tricarinatus* L., *Anelasmocephalus cambridgei* West. (*Trogulidæ*), et par V. Immel (1954) (3), (1955) (4), pour *Nemastoma quadripunctatum* Perty (*Nemastomatidæ*), et *Platybunus bucephalus* C. L. K. (*Phalangiidæ*). Nous donnons les premiers résultats obtenus chez deux espèces appartenant à la famille des *Phalangiidæ* mais assez différentes de celles déjà étudiées.

Les élevages sont conduits de la façon suivante : les œufs sont placés dans des boîtes de Pétri sur du papier Joseph maintenu humide. Les jeunes sont élevés sur du papier Joseph ou sur de la terre humide, dans des boîtes de Pétri au début du développement, dans des cuves à rainures ensuite; la température est maintenue à 20° à deux degrés près; la nourriture est constituée de mouches coupées en morceaux.

*Développement d'*Odiellus gallicus (Oligolophinæ). — Les femelles dans le Sud-Ouest de la France, déposent, pendant le mois d'octobre, dans la terre meuble, à 1 ou 2 cm de profondeur, un ou deux groupes de 30 à 100 œufs blanc jaunâtre, sphériques, de 0,9 mm de diamètre, non agglutinés entre eux, et qui éclosent au printemps. Les jeunes, visibles à travers la membrane de l'œuf, percent, à l'aide d'une dent d'éclosion frontale, le chorion et la membrane vitelline, qui se fendent suivant un arc de cercle plus ou moins régulier, et en sortent sans laisser d'exuvie. Cette première stase, ornée de poils courts et incolores, possède un mamelon oculaire non proéminent et des pattes courtes non fonctionnelles; elle se traîne sur quelques centimètres grâce à des contractions du corps et mue entre

une demi-heure et une heure après l'éclosion, sans avoir pris de nourriture. Elle donne la deuxième stase, ressemblant presque à un adulte miniature grâce à ses poils longs et noirs, à son mamelon oculaire proéminent et à ses longues pattes fonctionnelles dont le tarse est subdivisé en un certain nombre d'articles (8 ou 9 pour le tarse 1). Quatre mues sont ensuite nécessaires pour atteindre la stase subadulte, fin août-début septembre, tant dans le laboratoire que dans la nature. La sixième et dernière mue donne les adultes ♂ et ♀, caractérisés par la présence d'un pénis ou d'un ovipositeur, d'un opercule génital, de 27 à 30 articles au tarse 1, et de caractères sexuels secondaires portés par le sexe ♂ (corps plus étroit et effilé postérieurement, dessins dorsaux, apophyse externe du doigt mobile des chélicères). L'accouplement se fait face à face, les faces ventrales étant dans le prolongement l'une de l'autre. Les femelles donnent une première ponte au début d'octobre et en donnent souvent une seconde à la fin de ce mois. Fin novembre les adultes sont tous morts.

*Développement d'*Homalenotus quadridentatus (Sclerosomatinæ). — Les femelles déposent à diverses périodes de l'année, dans la terre meuble, à 1 ou 2 cm de profondeur, deux groupes ou plus de 6 à 15 œufs blancs, sphériques, de 0,8 mm de diamètre, non agglutinés. Un mois après la ponte le jeune perce le chorion à l'aide de sa dent d'éclosion frontale et sort par la fente qui se produit, sans laisser d'exuvie. Cette première stase, comme celle d'*Odiellus*, ne possède ni mamelon oculaire proéminent, ni pattes fonctionnelles; elle se traîne sur quelques centimètres et effectue la première mue moins d'une heure après l'éclosion. La deuxième stase est pourvue de longues pattes fonctionnelles à tarses pluriarticulés et d'un mamelon oculaire saillant, mais son aspect est assez différent de celui de l'adulte, en raison de son corps globuleux, blanc, sans tubercules. La troisième stase se caractérise par un aplatissement dorso-ventral du corps concomitant au passage des trois derniers tergites de la face postérieure à la face ventrale ainsi que par l'apparition d'épines sur le mamelon oculaire, d'épines tuberculées sur les pattes, de tubercules en différents endroits du corps (quatre à l'extrémité postérieure, deux rangées de quatre sur la face dorsale) et de taches grises au bord des tubercules et du céphalothorax. L'aplatissement du corps, la longueur des tubercules et des épines tuberculées, la coloration, s'accentuent au cours des mues suivantes pour aboutir, avec le subadulte, à une stase hérissée de tubercules, d'épines tuberculées et ornée de dessins beiges et bruns. La dernière mue donne l'adulte, différant du subadulte par l'épaississement des téguments qui estompe les tubercules, par la réduction de taille et le changement de forme des épines tuberculées et par la coloration générale gris brun, passant au noir autour des tubercules dorsaux; les adultes se caractérisent par la présence d'un pénis ou d'un ovipositeur et de caractères sexuels secondaires

dont le plus apparent est la taille plus grande des femelles (5 mm au lieu de 3,8 mm). Les adultes vivent plusieurs mois. Ceux qui apparaissent en septembre-octobre passent l'hiver, et les femelles pondent en avril-mai.

Conclusions. — 1. *Odiellus gallicus* effectue un seul cycle vital par an, identique à lui-même d'une année à l'autre : ponte en octobre, éclosion au printemps, adultes en septembre après six mues, ponte en octobre, décès en octobre-novembre.

2. *Homalenotus quadridentatus* a un cycle annuel dont les phases sont imprécises dans le temps en raison de la présence de pontes et d'éclosions du mois d'avril au mois d'octobre, ce qui est lié à la présence d'adultes en toutes saisons.

3. Il y a trois phases dans le développement post-embryonnaire de *O. gallicus* : une première phase, de l'éclosion à la première mue, très brève, comportant donc une seule stase, incapable de se nourrir et de marcher; une deuxième phase, de la première à la dernière mue, comportant cinq stases, caractérisée par l'acquisition progressive de la taille, de la chétotaxie et du nombre d'articles aux tarses, de l'adulte; une troisième et dernière phase, comportant la seule stase adulte, caractérisée par la présence d'un appareil copulateur fonctionnel et de caractères sexuels secondaires.

4. *H. quadridentatus* présente ces trois mêmes phases. Mais les caractéristiques de son développement sont : d'une part, l'intensité des modifications de forme, de chétotaxie qui aboutissent à la formation d'une stase subadulte totalement différente de la deuxième stase; d'autre part, le fort épaississement des téguments et la régression accompagnée de modification de la chétotaxie au cours de la dernière mue qui aboutissent à la formation d'un adulte assez différent d'aspect du subadulte.

Il en résulte que les caractères suivants : céphalothorax de l'adulte soudé aux cinq premiers tergites en un large scutum, téguments durs et épais qui différencient, entre autres caractères, la sous-famille des *Scleromatinæ* de celle des *Oligolophinæ*, apparaissent et s'accentuent respectivement au cours des deuxième et troisième phases du développement post-embryonnaire; la position ventrale des trois derniers tergites et le très fort aplatissement du corps apparaissent à la troisième mue et s'accentuent au cours de la deuxième phase.

5. Les trois phases précédemment décrites se retrouvent chez les espèces étudiées antérieurement et nous semblent homologues de celles que nous avons décrites chez les Araignées ([5]). Notons, que chez ces Opilions, la première phase ne renferme qu'une stase.

(*) Séance du 20 mai 1957.

([5]) *Bull. Soc. Zool. Fr.*, 68, 1943, p. 98-100.

(2) *Zool. Jahrb. Abt. f. Syst.*, 82, 1953, nos 1-2, p. 1-46.
(3) *Ibid.*, 83, 1954, nos 1-2, p. 129-184.
(4) *Ibid.*, 83, 1955, no 6, p. 475-484.
(5) *Bull. Soc. Hist. nat. Toulouse*, 90, 1955, nos 1-2, p. 83-102.

(*Laboratoire souterrain du C. N. R. S., Moulis, Ariège.*)

IMMUNOLOGIE. — *Valeur antigénique de* « Treponema pallidum » *soumis aux ultrasons dans le sérodiagnostic de la syphilis.* Note de MM. **Aron Vaisman, Robert Prudhom** et Mlle **Annette Hamelin**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les suspensions de *Treponema pallidum* ne pouvant servir d'antigène dans les réactions d'hémolyse en raison de leur fort pouvoir anticomplémentaire, le fait de désintégrer ce micro-organisme par l'action des ultrasons permet son utilisation, le rendant même plus sensible et plus spécifique que les antigènes spirochétiens (souche Reiter) actuellement en usage.

De nombreux auteurs ont repris, ces dernières années, les travaux de Gaehtgens qui, en 1929, introduisit une réaction de fixation de complément avec, comme antigène, la culture du tréponème de souche Reiter, dont l'origine reste inconnue et qui est dépourvue de toute pathogénicité vis-à-vis des animaux réceptifs à la syphilis. Avec P. Gastinel (1), nous avons montré le grand intérêt de cet antigène pour le sérodiagnostic de la syphilis, du fait de sa grande sensibilité, supérieure à celle des antigènes lipidiques, y compris ceux à base de cardiolipine. Cependant, sa spécificité, meilleure comparativement aux précédents, n'atteint pas celle du test d'immobilisation du tréponème (test de Nelson). Toutefois, la manipulation de cet antigène est délicate, sa zone de réactivité étant très étroite et voisine de la limite de son pouvoir anticomplémentaire. C'est cette raison qui incita à la recherche de procédés permettant de réduire ce pouvoir anticomplémentaire. Parmi ceux-ci, l'emploi des ultrasons s'est révélé comme le plus satisfaisant.

Il est certain que, du point de vue immunologique, il serait de beaucoup préférable de substituer à la souche Reiter, le *Treponema pallidum*. Mais ce dernier, en suspension dans l'eau physiologique phénolée, est encore plus anticomplémentaire que le précédent et même pratiquement inutilisable. Tout récemment, J. Portnoy et H. J. Magnuson (2), en employant un antigène préparé par action du desoxycholate de sodium sur *Treponema pallidum* ont obtenu des résultats préliminaires satisfaisants. A l'égal de ce que nous avions appliqué aux émulsions de spirochètes Reiter, nous avons soumis les tréponèmes virulents (souche Nichols) à l'action des ultrasons et nous rapportons, dans cette Note, nos résultats.

Technique. — La source de tréponèmes est fournie par des orchites jeunes

de lapins infectés avec la souche Nichols. Les spirochètes sont mis en suspension dans l'eau physiologique phénolée à 0,3 % après plusieurs lavages afin d'éliminer le plus possible le suc testiculaire.

La désintégration ([3]) est effectuée en soumettant la suspension de *Treponema pallidum* pendant 30 mn, à une fréquence de 960 kHz avec une puissance acoustique totale de 100 W, dans une cloche cylindrique en verre dont le fond est formé d'une membrane de nitrocellulose (épaisseur : 0,03 mm) perméable aux ultrasons. Pour éviter les actions oxydantes au cours de l'opération, l'irradiation est faite en atmosphère d'hydrogène.

L'antigène, ainsi préparé, se présente sous l'aspect d'une suspension légèrement opalescente et très homogène, constituée de fines granulations provenant des corps tréponémiques qui ont été entièrement désintégrés. Il est titré selon la technique de Boerner et Luckens, en vue d'une réaction de fixation de complément à froid, du type B. W. Kolmer.

Résultats. — Pour ces essais, nous avons introduit intentionnellement un certain nombre de sérums de malades qui présentaient des dissociations entre le T. P. I. et la sérologie classique.

293 sérums humains ont été soumis comparativement à la sérologie classique lipidique (B. W. Kolmer et Demanche cardiolipine, Kline et Kahn) au test d'immobilisation des tréponèmes et aux réactions de fixation de complément avec les antigènes tréponémiques Reiter et Nichols ultrasonnés.

Nous avons constaté :

1° une *concordance de positivité* dans les quatre méthodes pour 114 sérums et *concordance de négativité* pour 80 sérums, soit 66,15 %;

2° des *discordances* pour 99 sérums, soit 33,85 % de la totalité des sérums examinés.

En prenant comme critère de sensibilité et de spécificité le test de Nelson, ces discordances se répartissent comme suit :

a. Sur les 82 sérums qui ont donné un T. P. I. positif, le Nichols ultrasonné a été concordant dans 67 cas, le Reiter ultrasonné dans 53 cas et la sérologie classique dans 12 cas seulement.

Il en résulte que la *sensibilité de l'antigène Nichols ultrasonné* se rapproche plus de celle du T. P. I. que l'antigène Reiter ultrasonné et encore davantage que la sérologie classique;

b. Sur les 17 sérums à T. P. I. négatif, mais à sérologie classique positive, le Nichols ultrasonné s'est montré positif dans 5 cas seulement, alors que le Reiter ultrasonné le fut 9 fois.

La *spécificité de l'antigène Nichols ultrasonné* est donc nettement supérieure à celle du Reiter et permet d'éliminer davantage les réactions faussement positives de la sérologie classique.

On peut résumer l'ensemble de nos constatations dans le tableau suivant :

Méthodes utilisées.	Sensibilité. Nombre de sérums *positifs*.	Pourcentage.	Spécificité. Nombre de sérums *négatifs*.	Pourcentage.
T. P. I.	196	100	97	100
Nichols	181	92	92	95
Reiter	167	85	88	90
B. W.	126	64	80	82

Conclusion. — L'antigène obtenu par la désintégration de *Treponema pallidum* au moyen des ultrasons, employé en réaction de fixation de complément, présente un grand intérêt pour le sérodiagnostic de la syphilis, du fait de sa plus grande *sensibilité* et *spécificité* sur les antigènes lipidiques et même spirochétiens de souche Reiter, sans toutefois atteindre la valeur du test d'immobilisation du tréponème.

(1) P. Gastinel, A. Vaisman et A. Hamelin, *Ann. Inst. Pasteur*, 90, 1956, p. 249.
(2) *J. Immunol.*, 75, 1955, p. 348.
(3) R. Prudhom et P. Grabar, *Comptes rendus*, 226, 1948, p. 1821.

(*Institut Alfred Fournier et Institut Pasteur, Paris.*)

La séance est levée à 15 h 40 m.

R. C.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 3 JUIN 1957.

PRÉSIDENCE DE M. ARMAND DE GRAMONT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à Sir **Harold Spencer Jones**, Associé étranger, qui assiste à la séance pour la première fois depuis son élection, le 14 mars 1955. Il l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

M. **André Danjon** signale la présence des Membres suivants du Comité consultatif pour la définition de la Seconde : MM. **Mario Boella**, de l' « Istituto elettrotecnico nazionale » de Torino, **Fred Brown**, du « National Bureau of Standards » de Washington, **Gerald Clemence** et **Charles Freeman**, du « Naval Observatory » de Washington, **Louis Essen**, du « National physical Laboratory » de Teddington, **Walter Fricke**, du « Rechen Institut » de Heidelberg, **Joseph Fuchs**, de l'Université et du Service fédéral des Poids et Mesures et de Géodésie de Wien, **Surindra Kalra**, du « National Research Council » d'Ottawa, **Victor Loubentrov**, de l'Institut des mesures radiotechniques et physicotechniques de l'U. R. S. S., **Masasi Miyadi**, du « Tokyo Astronomical Observatory », **Léo Randic**, de l'Université de Zagreb. M. le Président leur souhaite la bienvenue et les invite à prendre part à la séance.

M. le **Président** informe l'Académie qu'à l'occasion des fêtes de la Pentecôte, la prochaine séance hebdomadaire aura lieu le mercredi 12 juin au lieu du lundi 10.

Notice nécrologique sur Charles Killian,
Correspondant pour la Section de Botanique,

par M. **Henri Humbert**.

Dans les premiers jours de février, l'Académie des Sciences était informée du décès du Professeur **Charles Killian**, survenu le 26 janvier à Récife, au cours d'une mission qu'il accomplissait au Brésil, sous les auspices du Ministère de l'Agriculture de ce pays (Instituto agronômico do Nordeste).

Il avait quitté la France au mois d'octobre dernier, heureux de se voir confier une nouvelle série de recherches devant porter principalement sur l'étude de Champignons parasites et sur des problèmes de physiologie et d'écologie végétales, en particulier sur la résistance de certaines espèces à la sécheresse, sujet dans lequel il avait acquis une compétence universellement reconnue dans les milieux scientifiques.

Le signataire de cette Notice l'avait rencontré en Savoie quelques semaines avant son départ; il paraissait alors en excellente santé. S'il avait, depuis peu, demandé sa retraite avec une légère anticipation, c'était précisément pour consacrer tout son temps à la poursuite de ses travaux.

Par suite d'une erreur initiale de transmission postale, les détails sur les circonstances de sa mort, relatés par le Consul de France à Récife, M. Marcel Morin, par le Directeur de l'Institut agronomique du Nord-Est, le Professeur Renato Ramos de Farias, et par le Directeur de l'Institut de Mycologie, le Professeur A. Chaves Batista, membre de l'Académie des Sciences du Brésil, ne parvinrent qu'avec un long retard à sa veuve et à son fils.

La première partie de sa mission comportait à la fois des investigations sur le terrain et au Laboratoire. Le matin du 24 janvier il fut trouvé frappé d'une congestion cérébrale dans sa chambre d'hôtel; tout fut mis en œuvre pour tenter de le sauver, mais, malgré les soins empressés des médecins et du personnel les plus qualifiés, il succombait le 26 janvier sans avoir repris connaissance, presque à la veille de la date à laquelle il devait partir pour les territoires de l'Amazone.

L'émotion soulevée par ce décès dans le pays dont il était l'hôte, s'est traduite par les articles que les journaux brésiliens lui ont consacrés à la suite des informations transmises par les soins de l'Ambassade de France au Brésil, du Recteur de l'Université de Récife et des directeurs des Instituts scientifiques avec lesquels il était en relations directes.

Par une délicate attention, les directeurs de l'Institut agronomique du Nord-Est et de l'Institut de Mycologie de l'Université de Récife se sont mis d'accord pour charger deux de leurs collaborateurs, l'Ingénieur agronome Renato Ramos de Farias junior, écologiste, qui assistait le Professeur Ch. Killian dans ses recherches, et le chimiste Luiz Bezerra de Oliveira, qui l'aidait au Laboratoire, de mettre au point ses observations et d'achever les travaux entrepris au cours de cette mission. D'autre part, une nouvelle espèce de Champignon *Asterinaceæ* vient de lui être dédiée sous le nom de *Moronoella Killianii* Bat. et Maia.

*
* *

Retracer les étapes de la carrière de Ch. Killian est un triste devoir à accomplir en souvenir d'un ami que j'ai connu au lendemain de l'armistice

de 1918, alors que l'unité à laquelle j'appartenais au titre d'officier de réserve venait de faire une entrée triomphale à Saverne (Bas-Rhin), où il était né en 1887, et auprès de qui j'ai vécu de 1922 à 1931 au Laboratoire de Botanique de la Faculté des Sciences d'Alger, sous la direction du Professeur R. Maire.

Dès 1911 il fut docteur de l'Université de Fribourg-en-Bade. En 1913 il était licencié ès sciences naturelles de l'Université de Strasbourg où il était nommé, la même année, assistant de Pathologie végétale, après avoir effectué, de 1911 à 1913, des stages dans les stations de Biologie de Plymouth, Rovigno et Heligoland.

Lors du retour de l'Alsace à la France, il fut nommé chargé de conférences, puis maître de conférences à l'Université de Strasbourg. En 1926 il obtint la maîtrise de conférences de Botanique agricole nouvellement créée à la Faculté des Sciences d'Alger. En 1929 il soutint brillamment sa thèse de Doctorat d'État à la Sorbonne et immédiatement après il effectua, comme boursier de l'Institut Rockefeller, un long stage à l'Experimental Fåltet de Stockholm, suivi d'un autre stage au Laboratoire du Professeur Feher en Hongrie.

Conseiller technique au service botanique du Gouvernement général de l'Algérie depuis 1930, représentant de l'Algérie au Comité international pour l'étude des sols méditerranéens depuis 1934, il reçut en 1933 le titre de professeur à titre personnel et en 1945 celui de professeur titulaire à l'Université d'Alger.

Il était lauréat de l'Institut (prix Montagne, 1935), et chevalier de la Légion d'honneur (1950).

De 1936 à 1954 il a effectué de nombreuses missions en Algérie, au Maroc, au Hoggar, au Fezzan, en Afrique occidentale française, et participé activement à plusieurs Congrès internationaux : en 1948 il a été délégué au Congrès des sols tropicaux et subtropicaux à Londres; en 1950 il a présenté sous les auspices de l'UNESCO (U. I. S. B.) un rapport sur les bases écologiques de la régénération des zones arides, au Congrès de Stockholm; en 1952 il a été délégué de l'UNESCO au Symposium international de la Recherche désertique à Jérusalem; en 1952, à nouveau délégué de l'UNESCO au Symposium international de la Recherche désertique au Caire; en 1954, il a obtenu une mission Fulbright dans les États du Sud des U. S. A. (Texas, Arizona, New Mexico et Californie) pour s'initier à la technique expérimentale des pâturages.

Dès 1933 il avait créé le Laboratoire de Biologie saharienne de Beni-Ounif où chaque année il effectuait un ou deux séjours en vue de recherches expérimentales auxquelles participaient sous sa direction des stagiaires de divers pays.

*
* *

L'inlassable et féconde activité du Professeur Ch. Killian se reflète dans la diversité de ses publications, diversité imposée par la nature même de ses recherches. Il est l'auteur d'environ 130 Notes ou Mémoires dont la valeur scientifique a été sanctionnée par le haut patronage des organismes auxquels il devait les importantes missions mentionnées ci-dessus.

Les sujets de ces publications peuvent être groupés sous cinq rubriques :

I. *Phytopathologie.* — 14 Notes se rapportant à autant d'espèces parasites de végétaux divers et mettant en évidence leur cycle évolutif complet.

II. *Algologie.* — 5 Notes relatives à l'ontogénèse de diverses Phéophycées et Floridées.

III. *Mycologie.* — 10 Notes sur la sexualité des Ascomycètes, dont une mise au point avec discussion critique destinée au Traité publié sous la direction de Gaümann et Martens, au sujet de laquelle ce dernier écrivait en 1945 :

« Ce chercheur (Ch. Killian) a produit un ensemble imposant d'études analytiques très fouillées, outre une magistrale synthèse de la question. »

16 Notes sur la biologie et la technique des cultures de Champignons sur milieux variés. Les expériences de l'auteur, basées sur la comparaison des réactions d'un champignon dans des milieux artificiels avec celles qu'il offre en milieu naturel, constituent une source inépuisable de renseignements alors inédits, notamment sur l'origine des *Fungi imperfecti*, et sur la phylogénie de la spécialisation parasitaire. Ces recherches ont été développées dans sa thèse de Doctorat et cette technique a été appliquée par lui, ultérieurement, à d'autres groupes de Cryptogames (Lichens et Hépatiques).

IV. *Écologie.* — 14 publications se rapportant à l'écologie expérimentale et à la physiologie dans ses rapports avec l'écologie : intensité respiratoire aux diverses saisons chez les végétaux méditerranéens et désertiques, assimilation en fonction des variations saisonnières et journalières de la lumière, de la température, de l'état hygrométrique, pression osmotique dans les feuilles et les racines chez les halophytes et les psammophytes du littoral, taux salin de leurs racines et de leurs feuilles aux diverses saisons; écologie des xérophytes sahariens, force de succion en relation avec la pression osmotique, freinage de la transpiration, etc.

Une mise au point intitulée : « Xérophytes, leur économie d'eau » a été rédigée par Killian en collaboration avec Lemée pour le Traité édité par Springer : *Handbuch der Physiologie* (1956).

8 autres publications constituent des monographies d'espèces africaines particulièrement intéressantes du point de vue de leur écologie.

V. *Pédologie et microbiologie des sols.* — Une part très importante des recherches de Ch. Killian concerne la pédologie et la microbiologie des

sols. Ces recherches se sont poursuivies à partir de 1931; elles ont fait l'objet de 32 publications.

Elles ont été menées avec l'emploi simultané des tests pédologiques, microbiologiques et floristiques, notamment sur des sols dégradés dans le Sahel d'Alger, sur les sols steppiques des hauts plateaux algériens, sur les divers types de sols sahariens, du Nord au Sud du grand désert, sur ceux de la zone d'épandage du Niger, sur des sols de savane et de forêt en Afrique tropicale, sur des sols latéritiques en voie de stérilisation progressive du fait de la déforestation, etc.

Elles ont apporté de très importantes contributions aux problèmes qui intéressent à la fois le botaniste phytogéographe, l'agronome et l'économiste. A cet égard il y a lieu de souligner tout spécialement celles relatives à la régénération des pâturages en fonction de l'amélioration des sols.

Les 3 dernières Notes publiées par Ch. Killian sont intitulées respectivement : *La steppe à* Imperata cylindrica *et le groupement à herbes hygrophiles, leur écologie et leur intérêt pastoral* (1); *Contribution à l'étude du métabolisme minéral chez quelques plantes du littoral algérien* (2); *Recherches écologiques sur les relations entre le climat, les sols et les plantes irriguées des oasis sahariennes* (en collaboration avec Mme G. Repp) (3). Ce sont des recherches de même ordre qu'il allait poursuivre au Brésil, quand la mort est venue frapper en pleine action ce travailleur infatigable qui ne s'accordait jamais une journée de « loisirs » et qui a beaucoup contribué au renom de la science française dans les milieux spécialisés.

(1) *Annales de l'Amélioration des plantes*, 2, 1956, 19 pages.
(2) *Revue générale de Botanique*, 1956, 22 pages.
(3) *Journal d'Agriculture tropicale et de botanique appliquée*, 1956, 61 pages.

PHYSIOLOGIE. — *Hibernation « sèche » et hibernation « mouillée » devant la poikilothermie et l'indice chronologique vestibulaire (Comportement particulier du Pigeon).* Note (*) de M. **Georges Mouriquand**, Mme **Violette Edel** et Mlle **Renée Chighizola**.

Dans une Note du 15 avril 1957 (1) nous avons distingué chez le Rat les différences d'action de l'hibernation artificielle « sèche » et de l'hibernation « mouillée », en ce qui concerne la poikilothermie et l'indice chronologique vestibulaire (L. Lapicque) ou chronaxie vestibulaire (C. V.) (G. Bourguignon) et montré que seule l'hibernation mouillée a permis d'atteindre la poikilothermie et la chute de la C. V. à 0 σ.

Notre dernière Note ne faisait état que des comportements du Rat vis-à-vis des deux types d'hibernation « sèche » ou « mouillée ».

Dans une Note antérieure [2] nous avons comparé, par la seule hibernation sèche du Lactarium (17°, hygromètre 40°), le comportement du Pigeon et du Rat.

Nous avions noté que dans ces conditions le *Pigeon* défend, au moins pendant 2 à 19 h son poids et sa température (sauf léger fléchissement après exposition de 16 à 19 h, pour revenir rapidement après 1 h et demie environ à sa température de départ et parfois la dépasser par un phénomène de compensation). Par contre, le Pigeon défend faiblement son indice C. V. qui dans tous les cas même après hibernation sèche courte présente un abaissement marqué (chute à 5, 3 et 2 σ venant de 10 ou 11 σ) avec récupération rapide de la C. V. initiale en une heure environ parallèlement à la récupération thermique.

Nous avons depuis complété ces premières recherches sur cette hibernation « sèche » du pigeon en cherchant à accentuer au maximum son choc hypothermique. Pour ce faire nous avons mis des pigeons complètement entourés de glace simple soit au laboratoire, soit pour écarter toute fonte de glace à la température de celui-ci (22°) qui orienterait vers un certain facteur d'hibernation « mouillée » relative, en exposant ces pigeons ainsi entourés de glace concassée dans une case du Lactarium à — 17° (seule la tête étant naturellement extériorisée).

Ceux, qui ont été simplement enfouis dans la glace (au laboratoire) ont donné (à titre d'exemple) les réactions suivantes au point de vue thermique et C. V. (1er chiffre = température à 1 cm de l'anus, le second à 3 cm).

Pigeon 340 g : température départ, 40-41°; sortie après 2 h 5 mn, 40-41°; après 15 mn, 40-42°; après 3 h, 40-41° C. V. (départ 11σ), sortie, 9σ; + 15 mn, 10σ; + 30 mn, 10σ; + 45 mn; 10σ; + 55 mn, 11σ.

Pigeon 305 g : exposition 2 h (glace simple); température (départ 40-41°); sortie 37-40°; après 4 h, 39,5-40°,4; C. V. (départ 10σ); sortie, 9σ; + 15 mn, 9σ; + 30 mn, 9σ; + 60 mn 10σ; même observation que pour le précédent.

En somme le pigeon simplement entouré de glace (au laboratoire) pendant 2 h, a modifié peu ou pas sa température et sa C. V.

Pigeon 315 g *entouré de glace et mis pendant* 2 *h à* — 17° : température (départ 40-41°); sortie 39-41°; + 50 mn, 41-42°; + 60 mn, 40-42°; + 75 mn, 40-42°; C. V. (départ 10σ); sortie, 10σ; 40 mn, 10σ; + 60 mn, 10σ; + 75 mn, 10σ.

En présence de cette absence de modification thermique et C. V. résultant de l'exposition (glace + 17° pendant 2 h) nous avons prolongé cette exposition au delà de 19 h (notre première Note avait montré les résultats de ce séjour à — 17° (simple, sans enfouissement dans la glace).

Voici quelques résultats :

Pigeon 280 g (exposition 19 h 45 mn, température départ 39,5-41°); sortie, 36-38°5; + 15 mn, 38-39°; + 30 mn, 39-40°; id. 45 mn; C. V. départ, 9σ; sortie, 5σ (mesuré avant

l'extraction de la glace, tête extériorisée; + 15 mn; 5 σ; + 30 mn, 7 σ; + 45 mn, 10 σ; + 60 mn, 11 σ; + 4 h, 12 σ (soit élévation de 3 σ sur niveau de départ).

Pigeon 370 g (exposition 19 h 45 mn), glace et — 17° = température (départ 39,5-41°); sortie, 37°-40°; + 25 mn, 40-41°; + 120 mn, 40-41°; C. V. (départ, 10 σ); sortie (mensuration avant l'extraction de la glace); 3 σ; + 15 mn, 5 σ; + 25 mn, 8 σ; + 30 mn, 10 σ; + 40 mn, 11 σ; + 50 mn, 11 σ; + 60 mn, 11 σ; + 75 mn, 11 σ (C. V. + 1 σ); malgré le relèvement de la température et de la C. V., la reprise de son activité motrice, ce pigeon est mort brusquement 24 h après sa sortie, rien n'avait fait prévoir cette issue, à noter pourtant l'inappétence (ration non touchée, non observée chez les survivants).

Pigeon 420 g : glace + lactarium 20 h, — 17°, température, 40-42° sortie (20 h après hibernation), 36-40°; + 60 mn, 39-40°; + 120 mn, 39-41°; + 24 h, 40-41°5; C. V. (départ 10 σ); sortie, 3 σ; + 30 mn, 9 σ; + 55 mn, 10 σ (24 h après, va bien a mangé, id. jours suivants).

En somme nous avons constaté sauf un cas de mort tardive une résistance à l'enfouissement dans la glace dans —17° ayant entraîné des modifications thermiques légères (loin du stade poikilothermique) et un abaissement C. V. modéré (pas de chute au-dessous de 3 σ).

Notons qu'à leur sortie du véritable « Iglo » qu'a créé dans la glace la chaleur maintenue du pigeon, cette chaleur (seulement un peu diminuée) était constatée à la main.

A noter une comparaison avec le rat (glace + — 17) qui ne résiste pas à ce type d'exposition, mort en 25 mn.

L'épreuve du *bain glacé* (*à* 0°) nous a donné pour le pigeon les résultats suivants :

10 pigeons ont été mis dans le bain de 20 mn à 2 h, la moitié sont morts n'ayant pu supporter le choc hypothermique « mouillé ».

Nous distinguerons au point de vue de leur réaction thermique, C. V. et générale les survivants des non survivants.

1. *Pigeons survivants.* — Poids 320 g; exposition eau glacée 20 mn (en totalité sauf la tête); température départ, 39-40°; sortie, 25-30°; + 15 mn, 29-33°; + 30 mn, 32-36°; + 40 mn, 37-38°; + 3 h, 39-41°; C. V. (départ, 10 σ); sortie, 3 σ; + 15 mn, 3 σ; + 30 mn, 3 σ; + 3 h, 11 σ (+ 1 σ).

Pigeon 350 g : exposition bain glacé incomplète, seules pattes trempées, 20 mn (type expérience Pasteur pour poules charbonneuses); température départ, 40-42°; sortie, 35-37°; + 25 mn, 37-40°; + 40 mn, 39-41°; + 40 mn, 37-38°; + 4 h, 40-43°; C. V. (départ, 10 σ); sortie, 1 σ; + 25 mn, 10 σ et 40-50 mn, après 4 h, 10 σ.

Le simple contact des pattes pendant 20 mn avec l'eau glacée a produit un abaissement thermique et surtout C. V., rapidement récupérés (choc thermochronaxique).

Pigeon 325 g : exposition 1 h 1/2 au bain glacé; température (départ, 39-40°) sortie, 36,5-40°; + 30 mn, 40-43°; + 40 mn, 41-43°; + 3 h 1/2, 40-42°; C. V. (départ, 10 σ); sortie, 2 σ; + 30 mn, 1 σ; + 40 mn, 6 σ; + 60 mn, 8 σ; + 75 mn, 10 σ; + 3 h 1/2 12 σ (+ 2 σ).

Pigeon 260 g : exposition bain glacé 2 h; température (départ 41-42°); sortie, 40-41°; + 20 mn, 41-42°; + 40 mn, 41-42°; + 4 h, 41-42°; C. V. (départ 10 σ); sortie, 4 σ; + 20 mn, 4 σ; + 40 mn, 5 σ; + 60 mn, 8 σ; + 4 h, 13 σ (+ 3 σ).

Pigeon 265 g : exposition eau glacée 2 h; température (départ 40-41°); sortie, 30-33°; + 25 mn, 35-36°; + 2 h, 40-41°; C. V. (départ 10 σ); sortie, 2σ (id. 15, 25, 30, 40, 55 mn) après 4 h, 14 σ (+ 4 σ).

En somme chez les pigeons survivants le bain d'eau glacée a généralement mais le plus souvent assez faiblement abaissé la température (jamais au-dessous de 30° dans un cas extrême sans jamais atteindre comme chez le Rat le stade poikilothermique. Par contre le choc C. V. s'est toujours montré important (chute à 1 σ, 2 σ, 4 σ venant de 10 σ) sans tomber à 0 σ comme chez le Rat.

2. *Non survivants.* — Sur cinq morts, trois ont succombé dans le coma sans effort de récupération thermique chronaxique ou physique, deux ont eu une mort tardive.

Exemple : Pigeon 440 g, exposition eau glacée 20 mn; température (départ 40-42°); sortie, 38-39°,5; + 25 mn, 40-41°; + 3 h, 40-40°; C. V. (départ 12 σ); sortie, 9 σ; + 20 mn. 9 σ; + 30 mn, 10 σ.

Ce pigeon, touché au point de vue thermique et C. V. est mort 22 h après la sortie du bain, de façon imprévue (épanchement sanguin thoracique).

Pigeon 290 g, bain 20 mn; température départ (40-42°); sortie, 19-22°; sortie, mourant au bout de 20 mn rechauffé, revient à lui; + 15 mn, 23-25°; + 40 mn, 25-27°; C. V. (10 σ); sortie, 0,25 σ, id. 15 mn; id. 40 mn (mort 70 mn après sortie du bain malgré réchauffement).

Pigeon 335 g : bain glacé 40 mn; température (départ 41-42°); choqué au bout de 5 mn puis extrait s'envole, est remis au bain, mort au bout de 40 mn; C. V. impossible à prendre.

Pigeon 280 g : bain glacé 1 h 20 mn; température (40-42°), mort en eau glacée; C. V. (départ 10 σ) mort en eau glacée.

Pigeon 300 g : température (départ 39-41°); sortie 38-40°; + 15 mn, 39-40°; + 45 mn, 40-40°; après 4 h, 40-41° (ne vole pas), *mort après* 24 h; C. V. (départ 10 σ); sortie 1 σ; + 15 mn, 1 σ; + 30 mn, 2 σ; + 45 mn, 3 σ; + 60 mn, 5 σ; après 4 h, 12 σ (+ 2 σ).

Mort imprévue au bout de 24 h malgré retour de la température et C. V. à la normale (épanchement sanguin thoracique).

En somme chez les non survivants, le choc hypothermique s'est traduit (sauf dans un cas non mesurable) par son abaissement thermique deux pigeons peu touchés au point de vue thermique et chronaxique sont morts tardivement (mort imprévue),

En résumé le Pigeon supporte mieux que le Rat pendant de longues heures (19-20 h) une hibernation « sèche » qu'elle agisse seule ou doublée d'un enfouissement sous la glace. Cette « hibernation sèche » affecte modérément sa température et plus profondément son indice C. V. Celui-ci parvenu au plus bas de sa course rejoint ultérieurement son niveau de départ et le dépasse (*pendule chronaxique*).

Par contre, comme le Rat, pour une cause à préciser, le Pigeon supporte mal l'hibernation « mouillée » qui l'a tué dans la moitié de nos cas, après avoir rapidement effondré sa température (sans atteindre en général le stade poikilothermique toujours atteint chez le Rat) et fortement abaissé l'indice C. V.

La mort plus souvent précoce peut être différée de plus de 20 h, même après retour de la température et C. V. normale.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) G. Mouriquand, V. Edel et R. Chighizola, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2215.

(2) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 284.

M. **Gaston Ramon** s'exprime en ces termes : J'ai l'honneur de faire hommage à l'Académie, d'un Ouvrage que j'ai dédié à la Mémoire d'Émile Roux et qui a pour titre : *Quarante années de Recherches et de Travaux*. Ces recherches et ces travaux ont trait surtout à l'Immunologie, à la Microbiologie, à la Pathologie, à la Prophylaxie des maladies infectieuses de l'Homme et des animaux.

J'ai divisé cet Ouvrage en trois parties principales.

Dans la première partie j'ai exposé, dans une trentaine de chapitres, l'essentiel de mes Recherches et Travaux sur :

— Le phénomène et la réaction de floculation dans les mélanges de toxine et d'antitoxine.
— Le principe des anatoxines et des vaccinations anatoxiques, sa découverte, ses applications.
— La vaccination au moyen de l'anatoxine diphtérique et la disparition de la diphtérie dans le monde.
— Le tétanos, sa prévention chez l'Homme et chez les animaux à l'aide de l'anatoxine tétanique.
— Les vaccinations associées et la prophylaxie individuelle et collective des maladies infectieuses.
— Les virus, anavirus, antivirus.
— Les ferments, anaferments, antiferment.
— Les substances adjuvantes et stimulantes de l'immunité.

....

— La diphtérie, les paralysies diphtériques.
— L'immunité naturellement acquise chez l'Homme et chez les animaux.
— Les essais sur l'immunisation contre la fièvre charbonneuse.
— Les porteurs et vecteurs de germes microbiens.
— La rage.
— Les vaccins et les vaccinations contre la poliomyélite.
— La fièvre aphteuse.
— La lutte contre la tuberculose bovine.
— L'épizootie de myxomatose.
etc.

Dans certains de ces chapitres, les conclusions sont exprimées à la fois en langue française et en langue anglaise.

Dans la deuxième partie est donnée, à titre justificatif, la liste avec les références bibliographiques (en tout 860), par ordre chronologique, des travaux que j'ai publiés, seul ou en collaboration. En outre, dans les

différents chapitres sont cités les travaux d'autres auteurs portant sur le sujet traité.

Enfin dans la troisième partie, j'ai reproduit toujours à titre de justification, un certain nombre de publications dans leur texte original : Notes, Communications aux Académies et notamment à l'Académie des Sciences et à diverses Sociétés savantes étrangères et françaises, Mémoires, Articles, etc., faisant connaître mes recherches primordiales, mes principales découvertes et divers travaux.

En dehors des recherches pures d'ordre théorique et doctrinal sur l'Immunité en général, j'expose, dans cet Ouvrage, les résultats des applications pratiques du système immunologique basé sur le principe des anatoxines et des vaccins anavirulents, applications qui ont abouti, par exemple, à la disparition progressive de la diphtérie, dans tous les pays du monde ayant mis en usage régulièrement et correctement la méthode de vaccination au moyen de l'anatoxine diphtérique. C'est ainsi que la mortalité diphtérique a été ramenée, dans la France entière, de 3 000 décès en moyenne par an, avant 1923, à 80 en 1955; au Canada, de 1297 décès en 1921, à 15 en 1953; aux États-Unis de 15 000 décès annuellement avant 1923, à 150 en 1955; en Angleterre de 2 860 décès en 1938, à 9 en 1954. Il n'y a eu, au Danemark, aucun décès par diphtérie en 1954; un seul décès en Suède en 1953 contre 130, en 1945. Dans les grandes villes où la vaccination anatoxique a été particulièrement bien exécutée, la mortalité diphtérique est devenue nulle ou presque. Il en est ainsi à New-York (un seul décès dans chacune des années 1952, 1953, 1954, contre 1300 en moyenne par an, avant 1920) à Boston, Chicago, Toronto, Londres, Copenhague, Stockholm, Paris, etc.

De même, la vaccination systématique à l'aide de l'anatoxine tétanique dans les Armées alliées, pendant la Deuxième Guerre mondiale, a permis d'éliminer le tétanos de ces Armées. Dans l'Armée anglaise, le tétanos a été 25 fois moins fréquent en 1939-1945 qu'en 1914-1918. Dans l'Armée américaine, il y eut de 1942 à 1945, seulement 12 cas de tétanos sur dix millions de mobilisés; dans cette Armée, seule la vaccination était mise en œuvre à l'exclusion totale de l'injection préventive de sérum antitétanique. Dans l'Armée canadienne, on n'enregistra, durant la Deuxième Guerre mondiale, que trois cas de tétanos dont un seul mortel.

Ainsi, grâce en particulier à l'anatoxine diphtérique, à l'anatoxine tétanique, etc., utilisées soit isolément, soit en combinaison, selon la formule des « vaccins associés », des centaines et des centaines de millions d'enfants et d'êtres humains répartis dans le monde, sont protégés contre la diphtérie, contre le tétanos, contre d'autres infections encore, redoutables et redoutées.

Ces exemples illustrent l'exposé dans le présent Ouvrage, de l'essentiel de *Quarante années de Recherches et de Travaux*, lesquels n'ont eu

d'autre but que la sauvegarde de l'Homme à l'égard de certaines maladies qui le menacent directement et de fléaux qui sévissant sur les animaux domestiques compromettent son bien-être.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **Clément Bressou** :

André Charton et Gustave Lesbouyries. *Nutrition des mammifères domestiques (Bases physiologiques).*

PLIS CACHETÉS.

A la demande de l'auteur, le pli cacheté accepté en la séance du 28 mai 1956 et enregistré sous le n° 13.564 est ouvert par M. le Président. Le document qui en est retiré sera soumis à l'examen de la Section de Chimie.

CORRESPONDANCE.

M. le **Ministre de l'Éducation Nationale, de la Jeunesse et des Sports** invite l'Académie à lui présenter une liste de candidats à la Chaire de Zoologie (Reptiles et Poissons) du Muséum National d'Histoire Naturelle, déclarée vacante par arrêté du 7 février 1957.

(Renvoi à la Section de Zoologie.)

L'Académie est informée de la **Réunion des Mathématiciens d'Expression latine**, qui aura lieu à Nice, du 12 au 19 septembre 1957.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *L'Académie des sciences, Haut lieu de la Pensée scientifique*, par Jean Pellandini, in *Travail et Maîtrise*;

2° Les Maîtres de la Pensée scientifique. Collection de mémoires et d'ouvrages publiés par les soins de Maurice Solovine. *Recherches chimiques sur la végétation*, par Théodore de Saussure. Reproduction en fac-similé de l'édition de 1804;

3° W. A. Smeaton. 1° *The early years of the Lycée and the Lycée des arts. A chapter in the lives of A. L. Lavoisier and A. F. de Fourcroy.* I. *The Lycée of the Rue de Valois.* II. *The Lycée des Arts ;* 2° *Jean-François Pilâtre de Rozier. The First Aeronaut.*

Il signale également des feuillets polycopiés : Union internationale des sciences biologiques : *Compte rendu sommaire des réunions du Comité des résumés analytiques de biologie tenues à Paris les 7 et 8 mars 1957.*

ALGÈBRE. — *La localisation des zéros de la dérivée du polynome caractéristique d'une matrice.* Note (*) de M. **Maurice Parodi**, présentée par M. Henri Villat.

Les diverses méthodes de localisation des zéros du polynome caractéristique $f(z)$ d'une matrice permettent, en utilisant le théorème de Gauss-Lucas, de définir une région du plan où se situent les zéros de la dérivée $f(z)$ de ce dernier.

On sait, en effet, qu'une matrice carrée d'ordre n, $A=(a_{ij})$, étant donnée, ses valeurs caractéristiques se trouvent, par exemple, dans le domaine (D) formé par la réunion des n cercles (C_i) d'équations

$$|a_{ii}-z|\leq\sum_{\substack{j=1\\ j\neq i}}^{n}|a_{ij}|=P_i \qquad (i=1, 2, \ldots, n)$$

et le théorème de Gauss-Lucas permet de définir un domaine (D′) dans lequel se placent les zéros de $f'(z)$: *ce dernier est délimité par la plus petite courbe convexe contenant les n domaines circulaires précédents.*

Nous nous proposons d'indiquer une méthode qui, jointe à la précédente, permet, dans le cas des matrices à *éléments réels*, d'améliorer la localisation des zéros de $f'(z)$.

Elle repose sur un théorème de Jansen ([1]) : *Étant donné un polynome $\varphi(z)$ à coefficients réels, les zéros complexes de $\varphi'(z)$ se situent dans le domaine (Ω) formé par la réunion des régions intérieures aux cercles ayant respectivement pour diamètres les segments limités par les couples de points dont les affixes sont les zéros imaginaires conjugués de $\varphi(z)$* [cercles de Jansen].

Un calcul simple montre que, dans le cas des matrices à éléments réels, les cercles de Jansen relatifs à tous les couples de zéros complexes conjugués de $f(z)$ qui peuvent se trouver dans ou sur le cercle (C_i), se placent à l'intérieur d'une ellipse (E_i) ayant même centre que ce cercle (centre situé sur l'axe réel) et dont les axes sont parallèles aux axes de coordonnées, le demi-grand axe ayant pour valeur $P_i\sqrt{2}$, le demi-petit axe P_i.

Les zéros complexes de $f'(z)$ se trouvent donc dans le domaine (Ω) formé par la réunion des régions intérieures aux n ellipses d'équations

$$(2) \qquad \frac{(x-a_{ii})^2}{2P_i^2}+\frac{y^2}{P_i^2}\leq 1, \qquad (i=1, 2, \ldots, n).$$

L'intersection de (Ω) et du domaine (D') qui résulte du théorème de Gauss-Lucas, est la région du plan où se situent les zéros complexes de $f'(z)$.

Notons que si l'un des cercles (C_i) *est disjoint des autres, il contient, d'après un théorème de M. A. Brauer* (²), *une valeur caractéristique et une seule qui est réelle, l'ellipse correspondante n'est donc pas à considérer.*

(*) Séance du 27 mai 1957.

(¹) *Acta mathematica*, 36, 1913, p. 181.

(²) *Duke math. J.*, 13, 1946, p. 387.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Extension de Schwartz des espaces vectoriels localement convexes.* Note (*) de M. **Wojciech Slowikowski**, présentée par M. Paul Montel.

En suivant une méthode de M. L. Schwartz (¹), on démontre la possibilité de l'extension de l'espace vectoriel topologique localement convexe permettant l'extension de certains opérateurs linéaires.

Soit S un semi-groupe multiplicatif abstrait contenant l'élément-unité I, soit P un ensemble quelconque de fonctions à valeurs réelles positives définies sur S, et soit X un espace vectoriel topologique localement convexe.

1. A chaque A appartenant à S on fait correspondre un sous-espace vectoriel $C_A \subset X$, jouissant des propriétés suivantes : à tout x de G_A correspond un élément y de X tel, qu'en posant $y = Ax$, l'application de G_A dans X est linéaire.

2. Deux fonctions α et β de P étant données, il existe une fonction $\gamma \in P$ et un nombre réel N tels que

$$\max(\alpha(A), \beta(A)) \leqq N\gamma(A),$$

quel que soit $A \in S$.

b. Quels que soient la fonction $\alpha \in P$ et l'élément $A \in S$, il existe une fonction $\beta \in P$ et un nombre réel N tels que $\alpha(AB) \leqq N\beta(B)$, pour tout $B \in S$.

3. Quel que soit $x \in X$, $x \neq 0$, il existe une fonction $\alpha \in P$, un voisinage de zéro $U \subset X$ et, enfin, une fonction réelle $\varphi(A, x)$, définie sur $S \times X$, liés de la manière suivante :

a. Pour chaque $A \in S$, $f_A(x) \overset{df}{=} \varphi(A, x)$ est une fonction linéaire sur X.

b. Pour chaque A, $B \in S$ et $y \in G_B$:

$$\varphi(A\,B,y) = \varphi(A, By).$$

c. Pour chaque $A \in S$, $x \in U$; $\varphi(A, x) \leqq \alpha(A)$.

d. $\varphi(I, x) \neq 0$.

Théorème (²). — *Il existe un espace vectoriel topologique localement convexe* PX, *tel que :*

a. X *est un sous-espace linéaire de* PX, *et l'application identique de* X *dans* PX *est continue.*

b. Chaque application linéaire $A \in S$, *définie sur* G_A, *peut être prolongée sur* PX *de la manière suivante :*

$APX \subset PX$, *l'application* A *étant continue sur* PX;

$A(B\overline{x}) = (AB)\overline{x}$, *quels que soient* $\overline{x} \in PX$ *et* A, $B \in S$.

c. Le plus petit ensemble linéaire contenant tous les éléments Ax, *correspondant à tout* A *de* S *et tout* x *de* X, *est identique à tout l'espace* PX.

d. Une condition nécessaire et suffisante pour qu'une semi-norme $\|\overline{x}\|$, *définie sur* PX, *soit continue est qu'il existe un voisinage de zéro,* $U \subset X$, *et une fonction* $\alpha \in P$ *avec :*

$$\|A\| \leqq \alpha(A), \tag{1}$$

quels que soient $A \in S$ *et* $x \in U$.

e. Si un espace Y *satisfait aux conditions a, b, c, et si chaque semi-norme continue sur* Y *satisfait à la condition* (1), *il y a une application linéaire continue* F *de* PX *sur* Y *jouissant des propriétés suivantes :*

α. $F(X) = X$;

β. F *est biunivoque sur* X;

γ. $F(A\overline{x}) = A(F\overline{x})$, *quels que soient* $A \in S$ *et* $x \in PX$;

δ. *Si chaque semi-norme, définie sur* Y *et satisfaisant à la condition* (1), *est continue,* F *est biunivoque et bicontinue.*

f. Soit $\mathcal{U}$ *une base des voisinages de zéro pour* X. *On peut définir sur* PX *une base de semi-normes* $(|\overline{x}|_{U,\alpha})$, *où* $U \in \mathcal{U}$ *et* $\alpha \in P$, *de la manière suivante : quels que soient* $A \in S$, $\alpha \in P$, $U \in \mathcal{U}$ *et* $\overline{x} \in PX$ *on a*

$$|A\overline{x}|_{U,\alpha} \leqq \alpha/\beta(A)\,|\overline{x}|_{U,\beta},$$

α/β *ayant le sens que voici :*

$$\alpha/\beta(A) \overset{\text{df}}{=} \sup_{B \in S} \frac{\alpha(AB)}{\beta(B)}; \ \alpha/\beta < +\infty, \qquad \text{si} \quad \alpha/\beta(A) < +\infty, \qquad \text{pour tout} \quad A \in S.$$

Supposons que pour tout $\alpha \in P$ il existe un $\beta \in P$ tel que $\alpha/\beta < +\infty$. Soit (S) l'algèbre d'applications linéaires sur PX, engendrée par S.

Posons

$$|A|_{U,\alpha,\beta} = \sup_{|\overline{x}|_{U,\beta} \leqq 1} |A\overline{x}|_{U,\alpha} \qquad \text{pour} \quad A \in (S).$$

Il est clair que $|A|_{U,\alpha,\beta} < +\infty$ pour $A \in (S)$, chaque fois que $\alpha/\beta < +\infty$.

On a

$$|AB|_{U;\alpha,\gamma} \leqq |A|_{U,\alpha,\beta}\,|B|_{U,\beta,\gamma},$$

et l'algèbre (S) munie de la base de semi-normes $(|A|_{U,\alpha,\beta})_{\alpha/\beta < +\infty}$ et localement convexe.

Soit $\overline{PX}$ la completée de PX. L'opérateur

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n A^n \quad (^3)$$

peut être défini sur $\overline{PX}$ si l'inégalité

$$\sum_{n=0}^{\infty} |a_n| \, |A^n|_{U,\alpha,\beta} < +\infty$$

a lieu quel que soient $U \in \mathcal{U}$ et $\alpha/\beta < +\infty$.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) *Théorie des distributions*, I, Paris, 1956.

(2) Ce théorème est lié aux recherches exposées dans W. SLOWIKOWSKI, *Bull. Acad. Pol. Sc.*, C. III, 3, n° 1, 1955, p. 3-6 et 137-142.

(3) I. M. GELFAND et G. E. SILOV, *J. math. pures et appl.*, 35, 1956, p. 383-413.

MÉCANIQUE NON LINÉAIRE. — *Sur les équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques.* Note (*) de M. **Robert Faure**, présentée par M. Louis de Broglie.

On établit dans cette Note les conditions d'existence d'une solution périodique de certaines équations différentielles non linéaires d'ordre n à coefficients périodiques.

Soit l'équation différentielle d'ordre n,

$$y^{(n)} + K_1 y^{(n-1)} + K_2 y^{(n-2)} + \ldots + K_n y = f(y, y', \ldots, y^{(n)}, t), \tag{1}$$

on fait les hypothèses suivantes : $K_1, K_2, \ldots, K_n$ sont des constantes réelles,

$$f(y, y', \ldots, y^{(n)}, t) = a + b_0 y + b_1 y' + \ldots + b_i y^{(i)} + b_n y^{(n)} + \sum_{p+q+r+\nu \geq 2} c_{pqr\ldots\nu} y^p y'^q \ldots y^{(n)\nu},$$

a, b_i, $c_{pqr\ldots\nu}$ sont des fonctions périodiques du temps, de même période T.

Pour toutes ces fonctions $X(t)$, on a

$$X(t) = \sum_n X_n e^{ni\omega t}, \qquad \| X(t) \| = \sum |X_n| < \infty,$$

elles sont toutes définies et normées dans l'espace de Banach (B) dont les $e^{ni\omega t}$ sont les éléments.

On a

$$A = \| a \|, \qquad B_i = \| b_i \|, \qquad C_{pqr\ldots\nu} = \| c_{pqr\ldots\nu} \|.$$

La série $C_{pqr\ldots\nu} X^p Y^q Z^r \ldots T^\nu$ converge absolument pour $X_0 Y_0 Z_0 \ldots T_0$ tous positifs, (D) est le domaine de convergence, soit

$$F = A + B_i X_i + C_{pqr\ldots\nu} X_0^p X_1^q \ldots X_n^\nu \qquad (i = 0, 1, \ldots, n).$$

On suppose de plus

$$\int_0^T a(t)\,dt = \int_0^T b_i(t)\,dt = 0 \qquad (i = 0, 1, \ldots, n).$$

Pourvu que A ne soit pas nul :

Nous allons montrer l'existence d'une solution périodique par l'intermédiaire d'une récurrence u_m, u_{m+1} définie de la manière suivante :

$$u_{m+1}^{(n)} + K_1 u_{m+1}^{(n-1)} + \ldots + K_n u_{m+1} = f(u_m, u'_m, \ldots, u_m^{(n)}, t), \tag{2}$$

u_{m+1}, …, u_m, … et leurs dérivées jusqu'à l'ordre n sont définies et normées dans (B).

Comme en général $\underset{m+1}{\alpha_0} = (1/T)\int_0^T u_{m+1}(t)\,dt$ n'est pas nul, compte tenu de

$$\| u_{m+1}^{(n)} \| \geqq \omega \| u_{m+1}^{(n-1)} \| \geqq \ldots \geqq \omega^p \| u_{m+1}^{n-p} \| \geqq \omega^n \| u_{m+1} - \underset{m+1}{\alpha_0} \|, \tag{3}$$

nous devons du fait de la présence de $u_m^{(n)}$ dans f maintenir simultanément dans la récurrence $u_m^{(n)}$ et u_m.

On a

$$\left\{\begin{aligned} u_{m+1} &= T_0 f(u_m, u'_m, \ldots, u_m^{(n)}, t) = \sum t_{0p} f_{mp}\, e^{pi\omega t}, \\ u_{m+1}^{(n)} &= T^n f(u_m, u'_m, \ldots, u_m^{(n)}, t) = \sum t_{np} f_{mp}\, e^{pi\omega t}, \end{aligned}\right. \tag{4}$$

$$f(u_m, u'_m, \ldots, u^n, t) = \sum f_{mp}\, e^{pi\omega t}, \qquad t_{0p} = \frac{1}{(p\omega i)^n + K_1 (p\omega i)^{n-1} + \ldots + K_n},$$

$$t_{np} = \frac{(p\omega i)^n}{(p\omega i)^n + K_1 (p\omega i)^{n-1} + \ldots + K_n},$$

ρ_0 et ρ_n étant les bornes supérieures précises des $|t_{0p}|$ et $|t_{np}|$.

Avec

$$u_m^{(i)} \in B, \qquad \| u_m^{(i)} \| \in D.$$

On a

$$\left\{\begin{aligned} \| u_{m+1} \| &\leqq \rho_0 \| f(u_m, u'_m, \ldots, t) \| \leqq \rho_0 F(\| u_m \|, \| u'_m \|, \ldots, \| u_m^{(n)} \|), \\ \| u_{m+1}^{(n)} \| &\leqq \rho_n \| f(u_m, u'_m, \ldots, t) \| \leqq \rho_n F(\| u_m \|, \| u'_m \|, \ldots, \| u_m^{(n)} \|). \end{aligned}\right. \tag{5}$$

Il en résulte que $\| u_m \|$ et $\| u_m^{(n)} \|$ seront certainement bornées par L et ω^nM si l'on a

$$\left\{\begin{aligned} &\rho_0 F(L, \omega M, \ldots, \omega^n M) - L \leqq 0, \\ &\frac{\rho_n}{\omega^n} F(L, \omega M, \ldots, \omega^n M) - M \leqq 0; \end{aligned}\right. \tag{6}$$

avec

$$\| u_0 \| < L, \qquad \| u_0^{(n)} \| < \omega^n M,$$

on sera alors toujours dans (D) et (B).

Du fait de l'inégalité

$$\| u_{m+1} - u_m \| \leqq \rho_0 \left(\frac{\partial F}{\partial L} \| u_m - u_{m-1} \| + \frac{1}{\omega^n} \frac{\partial F}{\partial M} \| u_m^{(n)} - u_{m-1}^{(n)} \| \right) \tag{7}$$

et de l'inégalité correspondante pour $\| u_{m+1}^{(n)} - u_m^{(n)} \|$, on a la condition de convergence de la suite u_m

$$\rho \frac{\partial F}{\partial L} + \frac{\rho_n}{\omega^n} \frac{\partial F}{\partial M} - 1 < 0. \tag{8}$$

Le système d'inégalité (6) et (8) est équivalent au système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \rho' \varphi(r) - r = 0, \qquad \rho'^2 = \rho_0^2 + \dfrac{\rho_n^2}{\omega^{2n}}, \\ \rho' \varphi'(r) - 1 < 0, \\ \varphi(r) = F(L, \omega M, \ldots, \omega^n M) \qquad \text{avec} \quad L = \dfrac{\rho_0}{\rho'} r, \qquad M = \dfrac{\rho_n}{\omega^n \rho'} r, \end{array} \right. \tag{9}$$

qui peut être satisfait pourvu que A, les B_i soient suffisamment petits on prendra $u_0 \equiv u'_0 \equiv \ldots \equiv u_0^{(n)} \equiv 0$.

Dans ces conditions u_n tend vers une limite $L(t)$ admettant des dérivées jusqu'à l'ordre n et satisfaisant à (1).

On a alors le théorème

Étant donné l'équation différentielle

$$y^{(n)} + K_1 y^{(n-1)} + \ldots + K_n y = f(y, y', \ldots, y^{(n)}, t)$$

satisfaisant aux conditions suivantes :

1° $K_1, K_2, \ldots, K_n$ *sont des constantes réelles;*

2° $f = a + b_0 y + b_i y^{(i)} + b_n y^{(n)} + c_{pqr\ldots\nu} y^p y'^q \ldots y^{(n)\nu}$ *où* $a_1 b_i$, $c_{pqr\ldots\nu}$ *sont des fonctions périodiques du temps de même période* T *normées dans* (B) *espace de Banach d'éléments* $e^{ni\omega t}$, $\omega T = 2\pi$, (*développables en séries de Fourier absolument convergentes*)

$$c_{pqr\ldots\nu} = \sum c_{pqr\ldots\nu,n} e^{ni\omega t}; \qquad c_{pqr\ldots\nu} = \| c_{pqr\ldots\nu} \| = \sum_n | c_{pqr\ldots\nu,n} | < \infty$$

avec

$$\int_0^T a(t)\, dt = \int_0^T b_i(t)\, dt = 0.$$

3° *La série* $C_{pqr\ldots\nu} X^p Y^q Z^r \ldots T^\nu$ *converge absolument pour* $X_0, Y_0, Z_0, \ldots, T_0$ *positifs.*

Il existe une solution périodique de période T *pourvu que* $A = \| a(t) \|$ *n'étant pas nul soit suffisamment petit avec les* $B_i = \| b_i \|$.

L'étude précédente doit être modifiée quand f ne dépend pas de $y^{(n)}$ les dérivées figurant jusqu'à l'ordre $p < n$ dans f on prend alors pour inconnues $y^{(p)}$ et y, on constate alors que $\|y\|, \ldots, \|y^{n-1}\|$ tendent vers zéro avec $1/\omega$.

Dans les deux cas si $a(t) = \lambda\gamma(t)$, $\gamma(t)$ indépendant de λ, y tend vers zéro avec λ, si $a(t) = 0$, $y \equiv 0$.

(*) Séance du 27 mai 1957.

HYDRAULIQUE. — *Nouvelle méthode pour l'étude des écoulements de filtration en milieu poreux.* Note (*) de M. **Gabriel Matta**, transmise par M. Léopold Escande.

Le milieu poreux étant représenté par un réseau de tubes capillaires interconnectés entre eux, les potentiels en différents points de ce milieu sont mesurés aux manomètres branchés aux intersections de ces capillaires.

Nous avons vu dans une Note précédente [1] que, moyennant quelques simplifications dans l'étude des conditions aux limites, la méthode de relaxation devient assez rapide pour l'étude de tous les problèmes d'écoulements plans en régime permanent.

En nous basant sur cette méthode théorique, nous avons mis au point une méthode expérimentale de relaxation automatique qui consiste à représenter le domaine étudié par un réseau de tubes capillaires interconnectés entre eux. Les potentiels sont donnés à toutes les intersections par simple lecture de charges aux tubes piézométriques reliés aux prises de pressions qui se trouvent à tous les nœuds du réseau.

Si nous appliquons la loi de Darcy entre deux nœuds consécutifs, nous obtenons

$$Q = \frac{K'S}{a}\Delta\varphi = C\Delta\varphi, \tag{1}$$

où

Q est le débit qui passe dans la maille considérée;
K', le coefficient de perméabilité du tube capillaire;
S, la section de ce tube;
$\Delta\varphi$, la différence de charges entre les deux nœuds;
a, la distance qui sépare les deux nœuds;
C est une constante proportionnelle au coefficient de perméabilité.

Si nous identifions l'équation aux différences finies que nous avons obtenue précédemment [2] à celle que nous obtenons en appliquant le principe de continuité au nœud 0 (*fig.* 1) et en tenant compte des relations (1) liant les débits aux pertes de charge le long des quatre éléments de tubes capillaires joignant 0 aux nœuds voisins 1, 2, 3 et 4, on obtient les expressions suivantes des constantes C relatives à chacun de ces quatre éléments :

$$C_1 = \frac{2(a+a')}{b}\mu K_v, \qquad C_3 = \frac{2(a+a')}{b'}\mu K_v,$$
$$C_2 = \frac{2(b+b')}{a}\mu K_h, \qquad C_4 = \frac{2(b+b')}{a'}\mu K_h,$$

dans lesquelles μ est une constante arbitraire du réseau, K_h et K_v sont les perméabilités horizontale et verticale du milieu supposé anisotrope.

Si le milieu est isotrope et si les mailles sont égales, les formules précédentes deviennent

$$C_1 = C_2 = C_3 = C_4 = 4\mu K.$$

Le réseau capillaire est pratiquement réalisé en creusant des rainures orthogonales équidistantes dans une plaque de Plexiglass ayant les dimensions

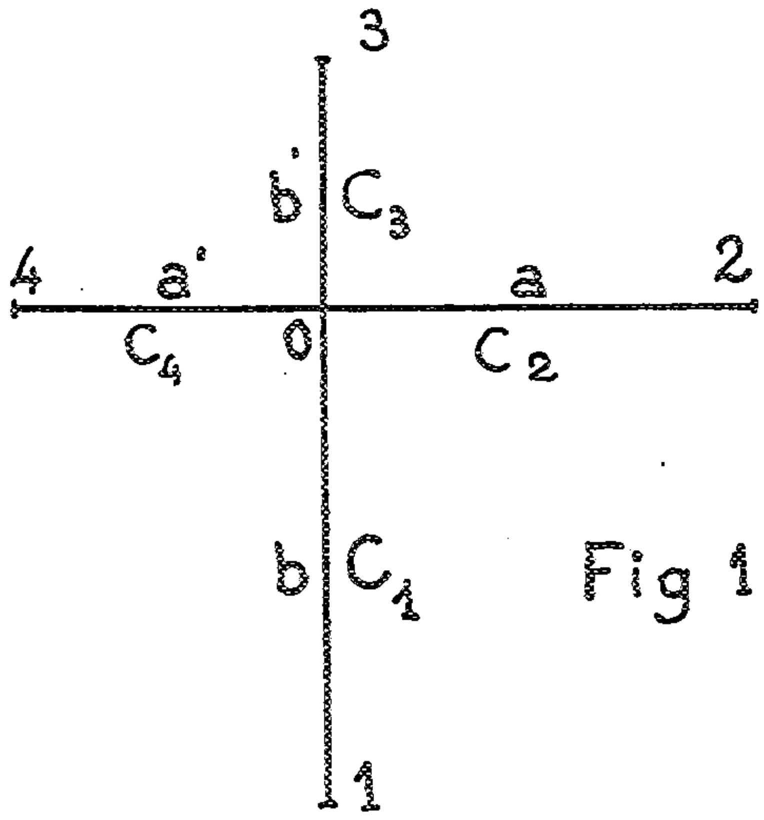


Fig 1

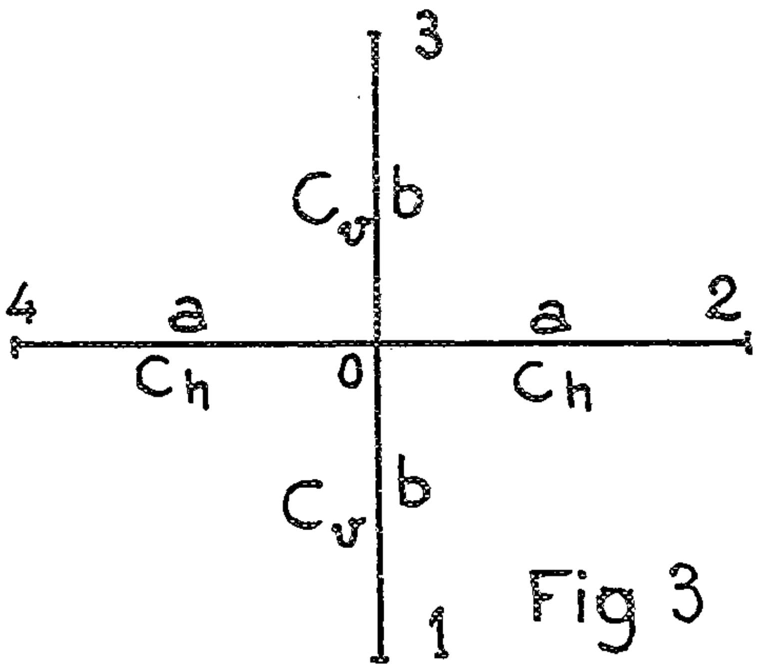


Fig 3

suivantes : 600 × 400 × 16 mm³ et rendue bien plane à 2/10ᵉ de millimètre près. Ces rainures ont 1 mm de large et 5 mm de profondeur et sont exécutées

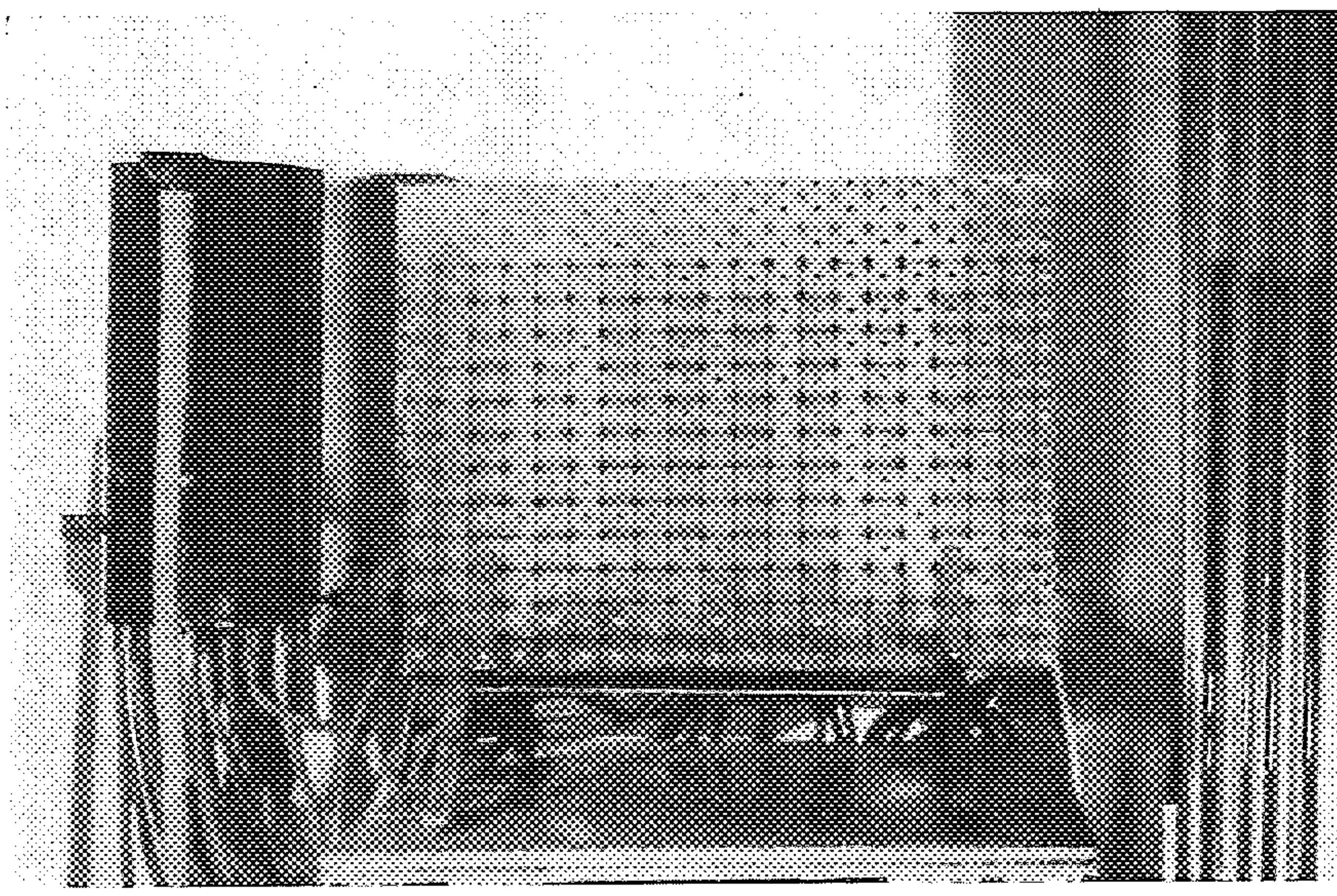


Fig 2

à la fraiseuse. L'espacement de 3 cm d'axe en axe est toujours inférieur au dixième de la charge amont. Une deuxième plaque de Plexiglass plus mince de

5 mm d'épaisseur est vissée contre la première de telle sorte que le liquide qui alimente le modèle ne puisse circuler que dans les rainures formant tubes capillaires (*fig.* 2).

Pour les milieux anisotropes, nous avons la possibilité d'utiliser des étoiles rectangulaires (*fig.* 3) ou des rainures de profondeurs variables e_h et e_v. Si nous gardons une largeur de rainure constante correspondant à une granulométrie bien déterminée du milieu poreux, nous obtenons le rapport voulu K_h/K_v à partir des essais auxiliaires pour des valeurs variables de a/b et de e_h/e_v.

Pour les faibles valeurs de K_h/K_v ($K_h/K_v \leq 3$ par exemple) nous utilisons un réseau rectangulaire que nous obtenons à partir du réseau quadratique en obturant un certain nombre de mailles verticales. Pour les valeurs plus élevées de K_h/K_v ($3 < K_h/K_v < 24$ par exemple) nous prenons $e_p/e_v = 6$ et nous faisons varier a/b pour obtenir le rapport K_h/K_v désiré.

Ainsi avec un nombre de réseaux relativement faible nous pouvons obtenir une gamme suffisante pour couvrir toute l'étendue des degrés d'anisotropie susceptibles d'être rencontrés dans la pratique.

La méthode réunit tous les avantages des modèles en sable, ceux des réseaux de conductances et ceux de la relaxation : la surface libre est donnée automatiquement après imposition des conditions aux limites et l'influence de la capillarité est prise en compte en choisissant convenablement le liquide à utiliser.

Son champ d'application est très vaste. Les écoulements variables, pour lesquels les méthodes existantes sont trop longues, sont traitées avec la même rapidité et la même précision que les écoulements plans en régime permanent.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1720.

(2) *Loc. cit.*

HYDRAULIQUE. — *Sur l'écoulement turbulent d'un liquide électriquement conducteur soumis à l'action d'un champ magnétique transversal.* Note (*) de MM. Étienne Crausse et Yves Poirier, transmise par M. Charles Camichel.

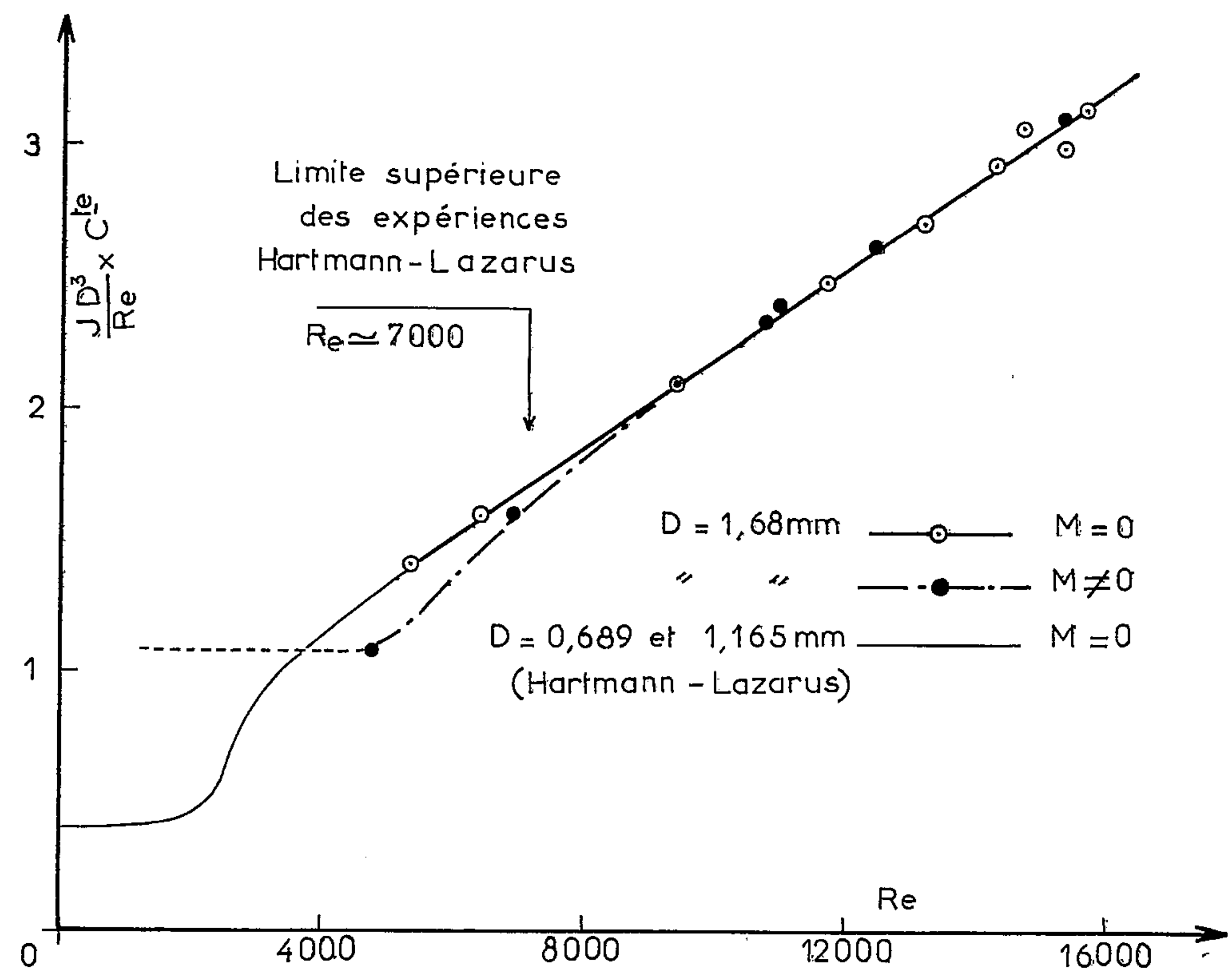
Écoulement turbulent en conduite uniforme d'un liquide conducteur soumis à un champ magnétique transversal. Paramètres caractéristiques de l'écoulement. Étude expérimentale sur le mercure de l'influence du champ magnétique en fonction du nombre de Reynolds.

Une précédente Note (1) a mis en évidence l'expression de la perte de charge J de l'écoulement laminaire en conduite rectiligne de section uniforme d'un liquide visqueux et électriquement conducteur soumis à l'action d'un champ magnétique uniforme d'origine extérieure dirigé normalement à l'axe de la conduite.

Si le régime est turbulent, il convient d'ajouter la masse volumique ρ (forces d'inertie) aux autres grandeurs qui influaient sur le gradient longitudinal de pression p/l en régime laminaire, ces autres grandeurs étant respectivement, ainsi qu'il a été dit : la vitesse moyenne V dans la section droite, une dimension linéaire a caractéristique de celle-ci, la viscosité absolue η du liquide, sa conductivité électrique σ et sa perméabilité magnétique μ. On obtient dès lors

$$J = \frac{1}{\rho g}\frac{p}{l} = \frac{V\eta}{\rho g a^2} f(R_e, M), \tag{1}$$

expression montrant que la perte de charge doit maintenant dépendre simultanément du nombre de Reynolds R_e et du paramètre $M = \mu H a(\sigma/\eta)^{1/2}$ précédemment mis en évidence (1) à propos de l'écoulement laminaire rectiligne et uniforme.



Expériences sur le mercure. Température moyenne : 20° C. L'échelle des ordonnées est arbitraire.

Des expériences sur le mercure ont été effectuées pour l'ensemble des deux régimes laminaire et turbulent par J. Hartmann et F. Lazarus (2) sur des tubes de section circulaire. Ainsi que nous l'avons vérifié (3), les résultats de ces auteurs justifient bien une relation du type (1). Ils semblent en outre

indiquer que l'influence d'un champ magnétique donné sur le phénomène se réduit progressivement au fur et à mesure que R_e croît.

Pour éclaircir ce point, il était indispensable d'opérer à des nombres de Reynolds plus élevés que celui, voisin de 7 000, atteint par ces auteurs. Nous avons donc opéré en faisant couler du mercure dans un tube rectiligne horizontal en verre, de diamètre moyen $D = 1,68$ mm, alimenté par un réservoir de cote réglable muni à sa surface d'un vase de Mariotte, la perte de charge étant mesurée entre deux sections droites du tube distantes de 160 mm. Deux expériences ont été faites, l'une sans champ magnétique extérieur ($M = 0$), l'autre avec un champ magnétique approximativement uniforme le long du tube et d'intensité voisine de 5 500 Oe. Le nombre de Reynolds maximum ainsi atteint était voisin de 16 000 (nombre de Reynolds calculé à partir du diamètre du tube).

Les résultats obtenus, représentés sur la figure, montrent que les deux courbes correspondantes, d'abord nettement distinctes entre elles aux faibles nombres de Reynolds, se confondent pratiquement lorsque celui-ci dépasse 10 000. Il semble donc bien que, pour une valeur donnée de M, le champ magnétique n'ait plus d'influence sur le phénomène, au moins pratiquement, dès que R_e atteint une certaine valeur.

Ces courbes montrent également que, pour un système donné, la présence d'un champ magnétique freine l'écoulement si celui-ci est laminaire en l'absence de ce champ, alors qu'au contraire il peut accroître le débit si, en l'absence du champ, cet écoulement est turbulent. Ce dernier phénomène traduit sans doute l'influence réductrice des forces électromagnétiques sur la turbulence, déjà signalée par certains auteurs.

Les tracés ayant uniquement pour but de dégager l'influence de M au cours d'expériences effectuées avec un même liquide, on a jugé commode de porter en ordonnées l'expression suivante :

$$f(R_e, M) = \frac{JD^3}{R_e}\frac{\rho^2 g}{\eta^2} = \frac{JD^3}{R_e} \times \text{const.},$$

qui est déduite de (1) en y exprimant V en fonction de R_e.

(*) Séance du 13 mai 1957.

(1) E. Crausse et Y. Poirier, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2694.

(2) *Hg-Dynamics II*, *Mathematisk-fysike Meddelelser*, 15, 1937.

(3) E. Crausse et Y. Poirier, *IXe Congrès int. de Méc. App.*, Bruxelles, 1956, I-126.

STATISTIQUE STELLAIRE. — *Sur la détermination du nuage des vitesses spatiales à partir des vitesses radiales; étude des vitesses voisines du centroïde.* Note (*) de M. **Fernand Nahon**, présentée par M. Georges Darmois.

L'application d'une nouvelle méthode d'analyse aux vitesses radiales des étoiles A et des étoiles K données par le catalogue de Wilson conduit à ce résultat : pour ces deux groupes d'étoiles, le centre du nuage des vitesses ne coïncide pas avec le point de fréquence maximum.

1. *Rappel des formules donnant* f'_x, f'_y. — Soit $f(x, y)$ la fonction de distribution des points de vitesses d'un groupe d'étoiles, par rapport à une origine choisie au centre C du nuage. Soit $g_\alpha(R)$ la distribution des vitesses radiales des étoiles de longitude α, par rapport à cette même origine. On constate que cette distribution est dissymétrique, plus ou moins suivant la valeur de α. Soit $q_\alpha(R) = (1/2)[g_\alpha(R) - g_\alpha(-R)]$ la partie dissymétrique de cette distribution.

On peut calculer les fonctions

$$A(R) = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi q_\alpha(R)\cos\alpha\, d\alpha,$$

$$B(R) = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi q_\alpha(R)\sin\alpha\, d\alpha.$$

Dans une Note (¹) précédente, nous avons donné les formules permettant le calcul des dérivées f'_x, f'_y en un point quelconque choisi pour origine. Ces formules sont équivalentes aux suivantes :

$$f'_x = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{-A''(R)}{R}\, dR,$$

$$f'_y = \frac{1}{\pi}\int_0^\infty \frac{-B''(R)}{R}\, dR.$$

2. *Calcul pratique de* f'_x, f'_y. — Supposons que A(R) soit la partie dissymétrique d'une série de Charlier

$$a(R) = \varphi_\sigma(R) - \frac{\gamma}{\sigma^3}\varphi'''_\sigma(R).$$

$\varphi_\sigma(R)$ désigne une distribution de Laplace-Gauss de moyenne nulle, d'écart-type σ; γ est le coefficient d'asymétrie de la distribution $a(R)$. On peut alors calculer A(R), puis l'intégrale donnant f'_x; on trouve

$$f'_x = \frac{2}{3\pi}\frac{\gamma}{\sigma^3}.$$

Le calcul de f'_x est donc ramené à l'ajustement des deux paramètres σ et γ de la série représentant A(R).

3. *Application aux vitesses radiales des étoiles* A. — Nous avons utilisé les vitesses radiales des étoiles A du catalogue de Wilson, de latitude galactique inférieure à 40°. Ceci représente un matériel de 1600 étoiles environ. Voici les fonctions A(R), B(R) ramenées à un nombre total fictif de 1800 étoiles :

R(kms⁻¹)...	0.	5.	10.	15.	20.	25.	30.	35.	40.	45.	50.	55.
A(R).....	0	−22	−16	−1	+3,5	+3,5	+3	+3	−0,5	−0,1	−0,2	+0,1
B(R).....	0	+11	+ 8	+2	+1	−1,5	−3	−3	−0,9	−1,6	−0,5	−0,1

On constate que A(R)/B(R) = − 2, A(R) < 0, pour R assez petit; d'où les résultats :

$$f'(x) < 0, \qquad f'_y > 0,$$
$$-\frac{f'_x}{f'_y} = +2,$$

ce qui signifie : le point de fréquence maximum F_A est distinct du centre C_A du nuage; la ligne de niveau passant par C_A est tangente à la droite de pente + 2.

4. *Application aux vitesses radiales des étoiles* K. — Le matériel comporte 1500 étoiles environ. Voici les fonctions A(R), B(R) ramenées à un nombre total d'étoiles égal à 1500 :

R (km s⁻¹).	A(R).	B(R).	R (km s⁻¹).	A(R).	B(R).
0............	0	0	45.........	−2	−0,5
5............	−0,3	+ 7	50.........	+0,1	−3,5
10............	−6	+18	60.........	−0,7	−1,1
15............	+4	+14	70.........	+2,5	+0,3
20............	+5	+ 3	80.........	−1,2	−0,7
25............	−4	+ 7	90.........	−0,1	−2,6
30............	+3	+ 0,7	100.........	−0,05	−0,7
35............	−0,1	+ 2,5	>100.........	−0,6	−1,3
40............	−3	+ 2,7			

Le calcul de f'_y est possible à partir de la fonction B(R) qui est représentable par une série de Charlier.

Le calcul de f'_x n'est pas possible pour la fonction A(R) dont les valeurs oscillent autour de zéro. Nous avons $f'_y > 0$ et nous admettrons $f'_x = 0$, ce qui signifie : le point de fréquence maximum F_K est distinct du centre C_K du nuage; la ligne de niveau passant par C_K admet une tangente de pente voisine de zéro.

5. *Position du point de fréquence maximum.* — Vissotsky [2] a émis l'hypothèse que les points F relatifs aux différents groupes spectraux étaient confondus en un point représentant la vitesse circulaire galactique des étoiles proches. Si nous faisons de plus l'hypothèse que les lignes de niveau au voisinage de F ont même vertex et même rapport des axes que l'ellipse des moments du second ordre de la distribution des vitesses, nous pouvons déterminer la position de F par l'intersection des droites C_AF et C_KF et nous

trouvons pour le mouvement du Soleil par rapport à ce point F une vitesse voisine de 20 km.s^{-1} avec un apex voisin de 0°.

Vissotsky donne une vitesse de 18 km.s^{-1} et un apex de longitude 21°.

Nos résultats confirment qualitativement l'hypothèse de Vissotsky; le désaccord porte sur la longitude de l'apex.

(*) Séance du 20 mai 1957.

(1) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 463.

(2) *Astron. J.*, 53, 1947, p. 99.

PHYSIQUE MATHÉMATIQUE. — *Invariants différentiels d'un espace non riemannien.* Note (*) de M. **Jacques Romain**, transmise par M. Frans van den Dungen.

Nous calculons le nombre des invariants différentiels indépendants des divers ordres d'un espace à n dimensions non riemannien (espace défini par un tenseur fondamental du second ordre asymétrique et une connexion affine asymétrique indépendante de ce tenseur). Nous obtenons une première indication de la structure de ces invariants.

C. N. Haskins (1) a déterminé le nombre des invariants différentiels indépendants d'ordre quelconque d'un tenseur symétrique d'ordre 2 (espace riemannien); il n'existe notamment aucun invariant d'ordre 0 ou 1; il y en a 14 d'ordre 2 dans un espace à quatre dimensions. MM. J. Géhéniau et R. Debever (2) ont obtenu la forme explicite de ces derniers. Nous envisageons ici le cas d'un espace non riemannien, défini par un tenseur fondamental asymétrique g_{ik} et une connexion affine Γ^h_{pq} asymétrique indépendante du tenseur fondamenta .

Notations :

$$\gamma_{ik} = \frac{1}{2}(g_{ik} + g_{ki}); \qquad \varphi_{ik} = \frac{1}{2}(g_{ik} - g_{ki}); \qquad \gamma = \text{dét}\,\gamma_{ik}; \qquad \varphi = \text{dét}\,\varphi_{ik};$$

$$\gamma^{ih}\gamma_{ik} = \varphi^{ih}\varphi_{ik} = \delta^h_k; \qquad A_{,k} = \frac{\partial A}{\partial x^k};$$

$A_{;k}$, dérivée covariante de A par rapport à la connexion Γ^h_{pq}; $A_{:k}$, dérivée covariante de A par rapport à la connexion symétrique

$$\left\{ {h \atop pq} \right\} = \frac{1}{2}\gamma^{ha}(\gamma_{pa,q} + \gamma_{qa,p} - \gamma_{pq,a});$$

$$g_{\underset{\leftarrow}{ik};h} = g_{ik,h} - g_{ak}\Gamma^a_{ih} - g_{ia}\Gamma^a_{hk} \qquad \text{(notation d'Einstein)}.$$

Invariants du tenseur fondamental. — Comme Haskins (1) nous dénombrons ces invariants à l'aide des transformations infinitésimales

$$X x^r = \xi^r; \qquad X g_{ik} = -g_{ir}\xi^r_{,k} - g_{rk}\xi^r_{,i}. \tag{1}$$

Les invariants différentiels cherchés ne peuvent dépendre explicitement des coordonnées x^r. Les invariants d'ordres inférieurs ou égal à m sont les solutions du système obtenu en annulant les coefficients des ξ^r et de leurs dérivées partielles dans l'équation

$$\mathrm{X}_m f = \frac{\partial f}{\partial g_{ik}} \mathrm{X} g_{ik} + \frac{\partial f}{\partial g_{ik,r}} \mathrm{X} g_{ik,r} + \ldots + \frac{\partial f}{\partial g_{ik,r_1 \ldots r_m}} \mathrm{X} g_{ik,r_1 \ldots r_m} \tag{2}$$

(« équations d'ordre m »). On appellera « équations finales d'ordre m » celles qui résultent de l'annulation des coefficients des dérivées partielles d'ordre $m+1$ des ξ^r dans (2).

Théorème. — *Moyennant la condition suffisante* $\gamma \neq 0$, *le défaut de rang (différence entre le rang maximum et le rang effectif) de la matrice des coefficients du système des équations d'ordre m est le même que celui de la matrice des coefficients des équations d'ordre* $m-1$; *il ne peut dépasser le plus grand entier contenu dans* $n/2$.

Dans le cas $n = 4$, ce nombre est atteint car on connaît deux invariants indépendants d'ordre zéro : φ/γ et $\gamma^{hi}\gamma^{jk}\varphi_{hj}\varphi_{ik}$.

Le nombre des invariants d'ordre m étant la différence entre le nombre des invariants d'ordres non supérieurs à m et le nombre de ceux d'ordres non supérieurs à $m-1$, le défaut de rang disparaît par soustraction et, à partir du rang 1 on peut raisonner comme si les équations d'ordre quelconque étaient indépendantes.

Le nombre des invariants d'ordre $m (\geqq 1)$ est

$$\mathrm{I}_{n,m} = \frac{nm(n+m-1)!}{(n-2)!\,(m+1)!}. \tag{3}$$

En particulier, pour $n = 4$ il y a 24 invariants d'ordre 1 et 80 d'ordre 2. Les $[n^2(n-1)/2]$ composantes de $\varphi_{ik:h}$ constituant un système de solutions indépendantes des $[n^2(n-1)/2]$ équations finales d'ordre 1, les $[n^2(n-1)/2]$ invariants d'ordre 1 peuvent s'exprimer comme des fonctions des g_{ik} et des $\varphi_{ik:h}$.

De même, les invariants d'ordre 2 peuvent s'exprimer en fonction des g_{ik}, des invariants d'ordre 1 et des dérivées covariantes secondes $\varphi_{ik:h:j}$.

Invariants de connexion. — Il n'existe aucun invariant exprimable exclusivement en fonction des coefficients de connexion. Les invariants de connexion d'ordre m sont ceux qui font intervenir les dérivées $m^{\text{ièmes}}$ des g_{ik} et les dérivées $(m-1)^{\text{ièmes}}$ des Γ^h_{pq}. Il n'en existe donc pas d'ordre zéro.

En raisonnant comme précédemment pour la transformation infinitésimale (1) étendue aux Γ^h_{pq}, on obtient le nombre d'invariants de connexion d'ordre m :

$$\mathrm{I}'_{n,m} = \frac{n^3(n+m-2)!}{(n-1)!\,(m-1)!}. \tag{4}$$

En particulier, il y a n^3 invariants de connexion d'ordre 1 et n^4 d'ordre 2.

Les invariants de connexion d'ordre 1 peuvent s'exprimer en fonction des g_{ik} et des $g_{\underset{+-}{ik};h}$; ceux d'ordre 2 peuvent s'exprimer en fonction des g_{ik}, des invariants d'ordre 1, et des dérivées covariantes secondes $g_{\underset{+-}{ik};h;j}$. Nous recherchons en ce moment les expressions explicites des invariants dénombrés ci-dessus.

Cas particuliers. — Ces invariants ont un rôle à jouer dans la détermination de la structure des espaces des théories unitaires ($n=4$). Par exemple, les $24\,\varphi_{ik,h}$ peuvent théoriquement s'exprimer comme des fonctions déterminées des g_{ik}, des $\gamma_{pq,j}$ et des invariants d'ordre 1 du tenseur fondamental.

— Si l'on pose $g_{\underset{+-}{ik};j}=0$, les coefficients de connexion Γ^h_{ik} se trouvent exprimés en fonction des g_{ik} et de leurs dérivées [3]. Par suite les 64 invariants de connexion d'ordre un peuvent s'exprimer en fonction des 24 invariants d'ordre un du tenseur fondamental.

— Si l'on impose au tenseur φ_{ik} les conditions

$$(5)\qquad \varphi_{hi,k}+\varphi_{ik,h}+\varphi_{kh,i}=0; \qquad (\sqrt{\varphi}\,\varphi^{ik})_{,k}=0,$$

et si l'on exige que les deux invariants d'ordre zéro se réduisent à des constantes (champ électromagnétique), 12 seulement des 24 invariants d'ordre un du tenseur fondamental restent indépendants.

— Si l'on exige l'invariance par rapport aux λ-transformations d'Einstein [4], on ne dispose plus que de 60 composantes indépendantes pour la connexion. Le nombre des invariants de connexion indépendants d'ordre un diminue de 4 unités, celui des invariants de connexion d'ordre 2 de 16 unités.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 3, 1902, p. 71-91.

(2) *Bull. Cl. Sc., Acad. Roy. Belg.*, **42**, 1956, p. 114-123; J. Géhéniau, *Les invariants de courbure des espaces riemanniens de la relativité* (*ibid.*, p. 252-255).

(3) M.-A. Tonnelat, *La théorie d'Einstein du champ unifié*, Gauthier-Villars, 1955.

(4) *Extension du groupe relativiste* (dans *Louis de Broglie, physicien et penseur*, Albin Michel, 1952, p. 337-343).

RELATIVITÉ. — *Un schéma général pour la physique relativiste.*

Note (*) de M. **Jean-Marie Souriau**, présentée par M. Joseph Pérès.

On propose un schéma variationnel, conduisant en particulier à la théorie classique de la relativité générale, et susceptible de généralisations diverses.

Nous proposons les axiomes suivants :

1° L'univers est une variété riemanienne orientable à quatre dimensions, de type hyperbolique normal. Rapporté à des coordonnées locales (x^i), le tenseur

métrique admet les composantes g_{ij}; on en déduit l'élément de volume

$$d\omega = \sqrt{\text{dét}(g_{ij})}\, dx^1\, dx^2\, dx^3\, dx^4.$$

2° Chaque phénomène physique observable est défini par un certain nombre N de *variables d'état* z^α ($\alpha = 1, 2, \ldots, N$), fonctions des x^i.

Il lui correspond une quantité scalaire (que nous appellerons *présence* du phénomène), qui est une fonction déterminée des z^α, des $\partial_k z^\beta$ et des g_{ij}.

3° La loi de transformation des quantités z^α dans un changement de coordonnées arbitraires doit être telle que la présence soit invariante.

4° On désigne par φ la présence totale (somme des présences des phénomènes concomitants); alors l'intégrale

$$\iiiint \varphi\, d\omega$$

est stationnaire dans toute variation des variables d'état et des g_{ij}.

Pour exploiter ce schéma, il faut préciser les variables d'état et la présence correspondant à chaque phénomène physique; nous donnerons deux exemples :

a. La *gravitation* est décrite par une *connexion symétrique*, repérée par les 40 variables d'état Γ^i_{jk}; la présence de la gravitation vaut

$$\frac{1}{4\pi k} g^{ij} R_{ij}$$

[k = constante de Newton; R = tenseur de Ricci déduit de la connexion].

b. Un *milieu élastique* est par définition un phénomène décrit par *trois variables d'état invariantes* (¹), z^1, z^2, z^3.

Les axiomes proposés montrent que la présence est nécessairement de la forme $f(z^\alpha, \theta^{\beta\gamma})$, avec

$$\theta^{\beta\gamma} = g^{ij}\, \partial_i z^\beta\, \partial_j z^\gamma.$$

Le milieu est *homogène* si la fonction f ne dépend pas des z^α; c'est un *fluide parfait* si elle ne dépend des $\theta^{\beta\gamma}$ que par l'intermédiaire de leur déterminant.

Les équations aux variations correspondant à la superposition des deux phénomènes ci-dessus peuvent s'exploiter de la façon suivante :

A. Les équations correspondant aux $\delta\Gamma^i_{jk}$ peuvent s'écrire sous la forme $\nabla_i g^{jk} = 0$; elles indiquent donc que la connexion de gravitation est identique à la connexion riemannienne déduite des g_{ij}.

B. Les équations correspondant aux δz^α donnent effectivement les équations relativistes des milieux élastiques, y compris les relations contrainte-déformation. On retrouve comme cas particulier la théorie des fluides parfaits de Synge-Lichnerowicz.

C. Les équations correspondant aux δg^{ij} fournissent l'équation d'Einstein

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R_{kl} g^{kl} - 4\pi k A_{ij} = 0,$$

les A_{ij} étant les composantes du tenseur d'impulsion-énergie du milieu.

Nous nous proposons de déterminer ultérieurement les variables d'état et la présence correspondant à d'autres phénomènes, en particulier à l'électromagnétisme.

Signalons simplement qu'un phénomène n'ayant aucune variable d'état, et par conséquent une *présence constante*, conduit à la théorie de la relativité générale avec *constante cosmologique*.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) On peut considérer qu'elles repèrent la molécule du milieu qui occupe le point d'univers x^i.

MAGNÉTISME. — *Propriétés aux hyperfréquences de quelques ferrites chromites de nickel-zinc.* Note (*) de MM. **Charles Guillaud**, **Roger Vautier** et **Wladimir Kagan**, transmise par M. Gaston Dupouy.

On a mesuré dans la bande X, à champ statique constant, la rotation θ, l'affaiblissement α et l'ellipticité produits par des échantillons cylindriques. On montre que l'action du chrome permet d'obtenir des matériaux très intéressants du point de vue des applications pratiques.

Dans le cadre de l'étude des ferrites entreprise au Laboratoire du Magnétisme à Bellevue, nous avons cherché à améliorer les propriétés aux hyperfréquences de certains ferrites.

Les ferrites employés en hyperfréquences doivent produire une rotation de Faraday relativement importante avec une absorption de l'onde la plus faible possible. Entre autres procédés, on a remarqué que la substitution partielle d'oxyde de chrome à l'oxyde de fer dans des ferrites de nickel-zinc diminuait l'affaiblissement et le pouvoir rotatoire, l'action sur l'affaiblissement étant beaucoup plus accentuée que sur la rotation.

La composition d'un ferrite mixte de nickel-zinc peut être représentée par la formule moléculaire

$$X_1(Fe_2O_3) + X_2(NiO) + X_3(ZnO), \qquad \text{avec} \quad X_1 + X_2 + X_3 = 100.$$

Le remplacement équimoléculaire d'une partie de Fe_2O_3 par Cr_2O_3 se traduit par la formule

$$a(Fe_2O_3) + b(Cr_2O_3) + X_2(NiO) + X_3(ZnO) = 100,$$

où $a + b = X_1$, b représente donc le pourcentage moléculaire de Cr_2O_3 par rapport à la totalité des composants.

Nous donnons ici les résultats correspondants aux valeurs

$$X_2 = 17 \quad \text{et} \quad X_2 = 18 \quad \text{avec} \quad X_1 = 49, \quad X_1 = 50, \quad X_1 = 51.$$

Dans chaque cas nous avons donné à b les valeurs 0; 5; 10; 15; 20.

Nous avons remarqué que pour $b > 20$, les propriétés du matériau étaient pratiquement indépendantes de b.

Le ferrite a été fritté, pour chaque composition, à plusieurs températures. Des considérations relatives à la grosseur des grains nous ont conduits à retenir les températures de 1200, 1250 et 1300° C.

Pour ces 90 types de ferrites différents, nous avons dû choisir les diamètres des bâtonnets à mesurer. Le diamètre du guide d'onde circulaire dans la bande X étant 23 mm, nous avons dû nous limiter à un diamètre de l'échantillon de 6,5 mm, pour ne pas avoir de déformation trop importante de l'onde hyperfréquence. D'autre part, pour avoir une rotation facilement mesurable, compte tenu de la longueur des échantillons égale à 30 mm, nous n'avons pas utilisé pour ces mesures des diamètres inférieurs à 5 mm.

Finalement, pour chacun des types de matériaux précédents, nous avons fait les mesures sur des bâtonnets de diamètre 5,3, 6 et 6,5 mm.

Les mesures ont été effectuées à 9575 MHz, dans un rotateur de Faraday monté à l'extrémité d'un banc de mesure classique 3 cm. Le Tost du rotateur complet sans échantillon est $< 1,1$ dans toute la gamme, et égal à 1,05 à la fréquence utilisée. L'ellipticité sans échantillon est > 35 dB.

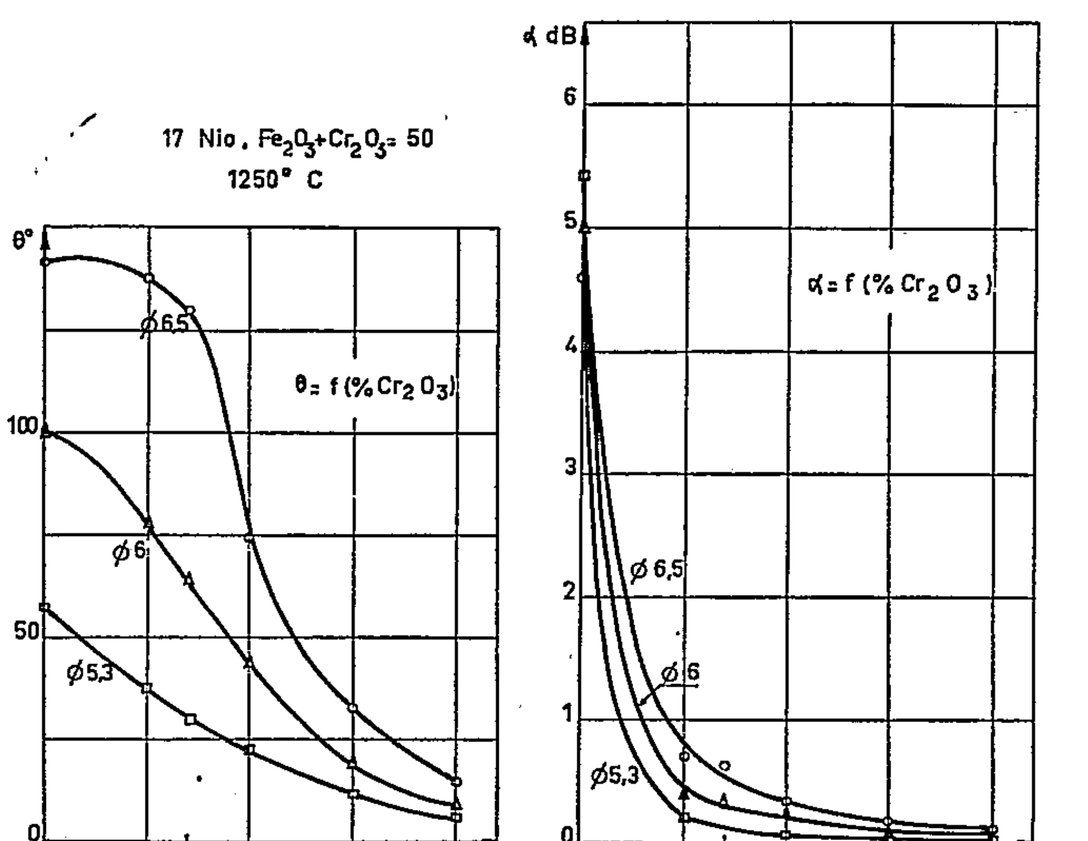


Fig. 1.

Les échantillons étaient supportés par des cylindres de mousse de polystyrol et un adaptateur à pistons permettait à chaque mesure d'adapter l'impédance de la cellule de mesure à celle de la ligne.

Un champ statique stabilisé de 100 Oe était produit par une bobine coaxiale au guide. Ce champ était pratiquement constant sur une longueur de 3 cm.

On a tracé les courbes $\theta = f(\% \, Cr_2O_3)$ et $\alpha = f(\% \, Cr_2O_3)$. Toutes les courbes obtenues ont l'allure générale montrée par les figures 1 et 2. On

observe que θ et α décroissent quand le pourcentage de Cr_2O_3 augmente, la diminution de α étant beaucoup plus rapide que celle de θ. Toutefois, dans certains cas, on a d'abord une augmentation de θ entre o et 5 % Cr_2O_3, comme le montre une des courbes de la figure 2.

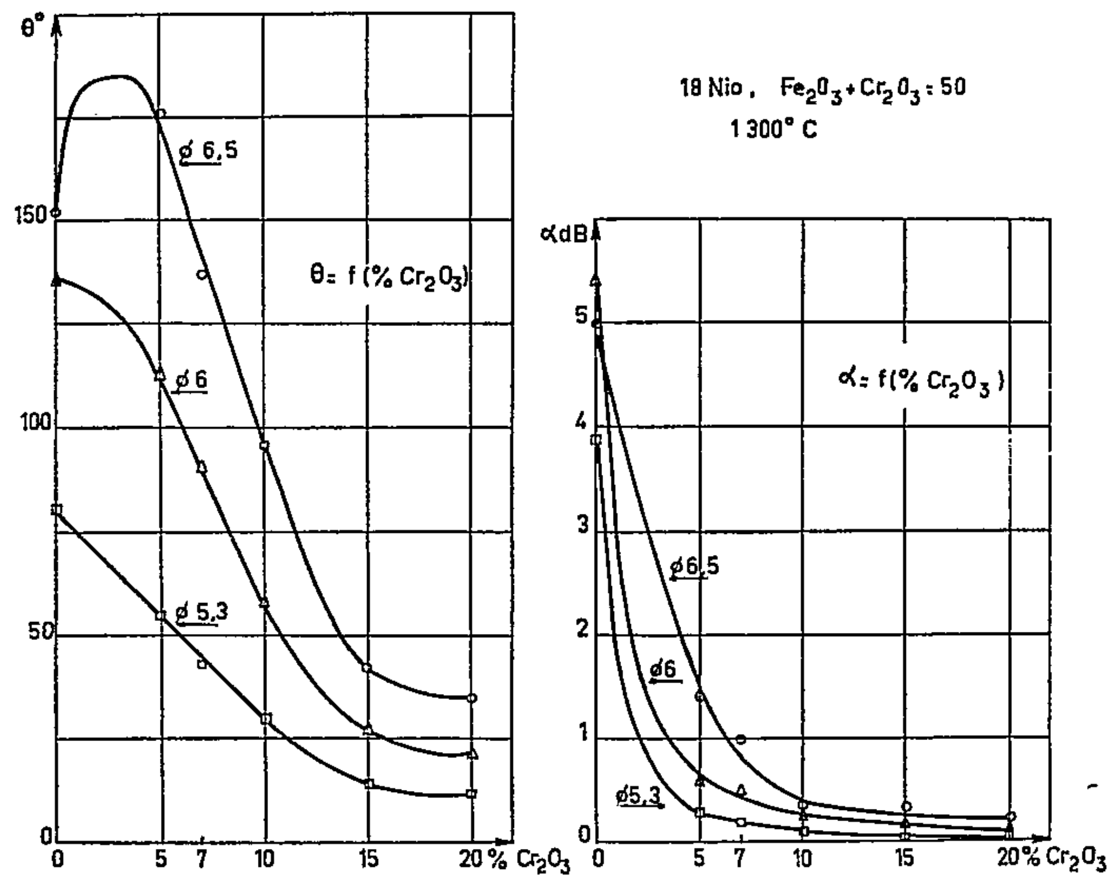


Fig. 2.

On a aussi obtenu des courbes pour lesquelles θ et α augmentaient d'abord entre o et 5 % Cr_2O_3.

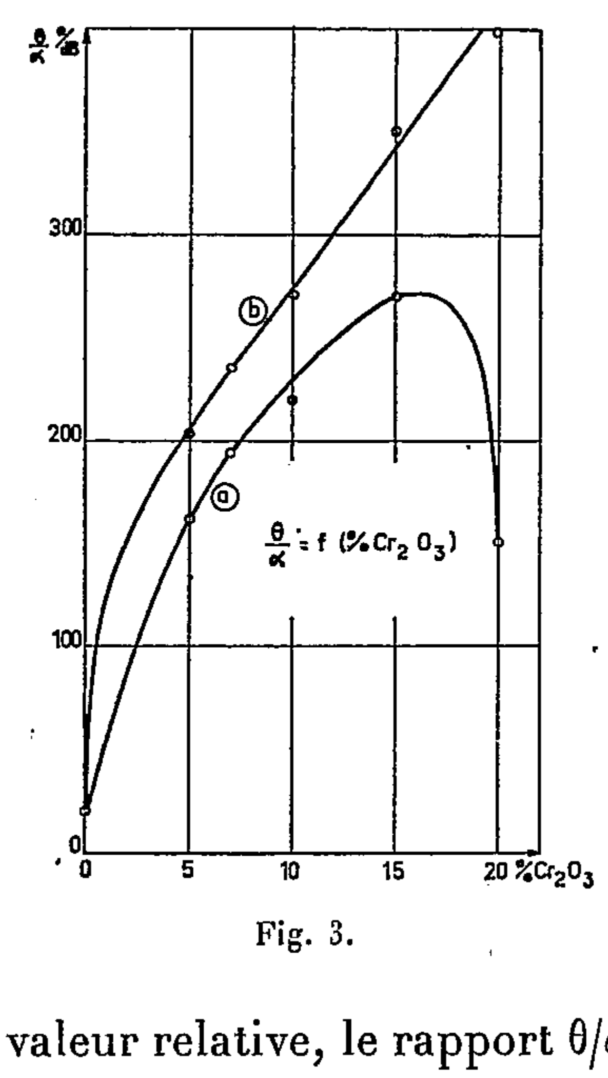


Fig. 3.

Bien qu'il n'ait qu'une valeur relative, le rapport θ/α, souvent appelé facteur de mérite, permet de juger les propriétés du matériau. On a toujours observé

en fonction du pourcentage en Cr_2O_3 l'une ou l'autre des deux variations caractéristiques représentées par la figure 3, la courbe *a* étant la plus fréquente.

Les ferrites étudiés, permettant d'obtenir à la fois une faible absorption et une rotation suffisante dans un champ facile à réaliser à l'aide des petits aimants, sont très intéressants pour la réalisation d'éléments de circuits hyperfréquences, en particulier de lignes à sens unique, de modulateur ou de gyrateurs.

(*) Séance du 20 mai 1957.

SPECTROSCOPIE. — *Bandes* I *d et* II *d de* NH_2 *observées dans le spectre de l'ammoniac.* Note (*) de M. **Paul Proisy**, transmise par M. Jean Cabannes.

Le comportement des bandes de NH_2 dans les spectres de comètes permet de distinguer deux groupes de bandes, A et B, suivant que ces bandes sont observées ou non dans les spectres de comètes. L'examen du spectre de l'ammoniac faiblement excité au voisinage de plusieurs de ces bandes, en tenant compte du comportement des raies dans les spectres de comètes, amène alors à distinguer deux systèmes de structures, I et II, le premier appartenant au groupe A et le second au groupe B ([1]).

Trois bandes, *a*, *b* et *c*, de ces systèmes avaient pu ainsi être mises nettement en évidence; la recherche d'une quatrième bande *d* au voisinage de 4 720 Å par contre était restée infructueuse, l'émission observée à λ 4 718,8 Å dans le spectre de l'ammoniac, émission qui n'a jamais été signalée dans le spectre des comètes, ayant été attribuée, d'après le critérium adopté, au système II.

Mais la présence des bandes de Swan intenses dans cette région des spectres de comètes rend la description de ces spectres très imparfaite, et l'on peut admettre raisonnablement que la bande 4 719 Å, présente dans les spectres de comètes, n'a pas été signalée parce que les bandes de Swan empêchent son observation.

En attribuant la raie 4 718,8 Å au système I, il est possible de dégager deux bandes I *d* et II *d* semblables aux bandes *a*, *b* et *c* des systèmes I et II décrites précédemment; seules les deux premières raies de la bande I, situées en avant des bandes de Swan, peuvent être recherchées dans les spectres de comètes : elles ont été observées dans la comète Brooks (1911 *c*) [*Cf.* ([2]) et ([4]) tableau 1] et probablement dans la comète Whipple (1937 *b*) [*Cf.* ([3]) et ([4]) tableau 2]. Le tableau suivant fait connaître les longueurs d'onde λ et les intensités observées *i* des raies qui composent ces bandes, ainsi que leur distance $d\nu$ en cm^{-1} rapportée à la première raie de chaque bande.

Bande I *d*.			Bande II *d*.		
λ.	*i*.	*d*ν.	λ.	*i*.	*d*ν.
4752,0	(2)		4755,4	(1,5)	
4743,0 à 45,8	(3L)	39,9			
4737,6	(2)	63,9			147,3
4729,7 à 31,5	(4L)	99,2			
		(48,8)			
4718,8	(3)		4722,3	(6)	
4710,2	(2)	38,7			
4703,7	(2)	68,0			

(L = raie large).

Ainsi, dans la décomposition des bandes de NH_2 dans les deux groupes A et B indiqués dans (1), il y a certainement lieu de ranger la bande 4719 Å dans le groupe des bandes présentes dans les spectres de comètes (groupe A), bien qu'elle n'ait jamais pu être observée dans ces spectres; dans le groupe B, elle est alors remplacée par la bande 4722 Å.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) P. Proisy, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1305.

(2) W. H. Wright, *Lick Observatory Bulletin*, 7, 1912, p. 8.

(3) J. Dufay et M. Bloch, *Annales d'Astrophysique*, 11, 1948, p. 58 et 107; *Publications de l'Observatoire de Lyon*, 4, nos 26 et 27.

(4) P. Proisy, *Colloque International d'Astrophysique*, Liége, septembre 1952; *La Physique des Comètes*, p. 204; *Mém. Soc. Roy. des Sc. de Liège*, 4e série, 13, 1953, p. 164; *Publ. Observ. de Lyon*, 3, no 21.

SPECTROSCOPIE. — *Sur l'identité des durées de cohérence mesurées par la résonance magnétique et la dépolarisation magnétique sur l'isotope 202 du mercure.* Note (*) de M. **Jean-Pierre Barrat**, transmise par M. Jean Cabannes.

La mesure par J. Brossel de la durée de vie du niveau 6^3P_1 de l'atome de mercure par la résonance magnétique (1) avait donné un résultat nettement plus grand que celui obtenu par les méthodes purement optiques (2). Le désaccord a été récemment interprété par l'effet de la diffusion multiple cohérente des photons dans la vapeur de mercure (3). Les résultats essentiels actuellement établis sont les suivants : la résonance magnétique, effectuée sur un isotope pair A du mercure (de spin nucléaire nul), excité séparément dans un mélange d'isotopes, permet d'atteindre un paramètre T_e, « durée de cohérence ». Dans le domaine de concentrations étudié (2.10^{10} à 2.10^{13} atomes/cm^3), et dans des conditions géométriques déterminées, T_e ne dépend que du nombre N d'atomes A par centimètre cube et non de la concentration des autres isotopes. T_e est une fonction rapidement croissante de N et, pour N très faible,

tend vers la durée de vie $\tau = 1,19.10^{-7}$ s du niveau $6\,^3P_1$, la même pour tous les isotopes.

Nous nous sommes demandé si la méthode de Hanle (rotation du plan de polarisation et dépolarisation de la raie de résonance par un champ magnétique) n'aboutit pas, elle aussi, à une durée de cohérence différente de τ, ainsi que semblent l'indiquer des expériences récentes ([4]).

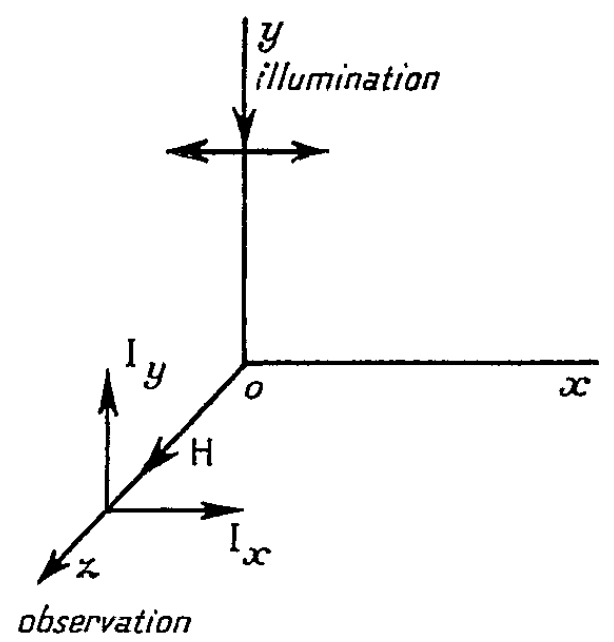


Fig. 1.

Rappelons le principe de la méthode (*fig.* 1) : la vapeur de mercure, placée dans un champ magnétique H de direction Oz, est éclairée dans la direction Oy par la raie de résonance 2537 Å polarisée avec son vecteur électrique suivant Ox. On mesure les intensités lumineuses I_x et I_y réémises dans la direction Oz, avec des vecteurs électriques suivant Ox et Oy respectivement. Le taux de polarisation est

$$P = 100\frac{I_x - I_y}{I_x + I_y}. \tag{1}$$

En l'absence de diffusion multiple, pour un isotope de spin nucléaire nul, on trouve ([5]) que

$$P = \frac{100}{1 + 4g^2\omega_0^2\tau^2}. \tag{2}$$

Dans cette expression, ω_0 est la vitesse angulaire de Larmor dans le champ H, g est le facteur de Landé du niveau $6\,^3P_1$, τ est sa durée de vie.

D'après des considérations théoriques, fondées sur la cohérence de phase dans la diffusion multiple des photons et qui feront l'objet d'une publication ultérieure, l'effet de la diffusion multiple est de substituer à l'expression (2) la formule

$$P = \frac{P_0}{1 + 4g^2\omega_0^2 T_e^2}, \tag{3}$$

P_0, taux de polarisation en champ nul, est une fonction rapidement décroissante de N; T_e n'est autre que la durée de cohérence, telle qu'elle est obtenue

par la méthode de résonance magnétique dans des conditions de géométrie et de concentration identiques.

Nous avons examiné si l'identité des résultats des mesures de durée de cohérence par les deux méthodes se vérifie bien expérimentalement. Les expériences ont été effectuées sur l'isotope ^{202}Hg, en opérant soit sur une cellule contenant du mercure naturel, mais éclairée par une lampe contenant ^{202}Hg concentré à 98 %, soit sur une cellule contenant elle-même ^{202}Hg concentré à 98 %. La fréquence utilisée pour la résonance magnétique était 144 MHz. Les résultats des mesures de dépolarisation magnétique pour une concentration déterminée d'atomes ^{202}Hg vérifient bien en général une loi du type (3). Toutefois, les courbes donnant P en fonction de H étaient parfois légèrement dissymétriques autour de la valeur $H = 0$ et la somme $I_r + I_y$, qui devrait rester constante quel que soit H, présentait une faible variation. Nous pensons que ces effets ont un ordre de grandeur (3 à 4 % au plus) explicable par de légers défauts dans le parallélisme des directions d'observation et du champ ou dans la compensation du champ terrestre, et qu'ils n'affectent pas de façon importante les résultats des mesures de T_e.

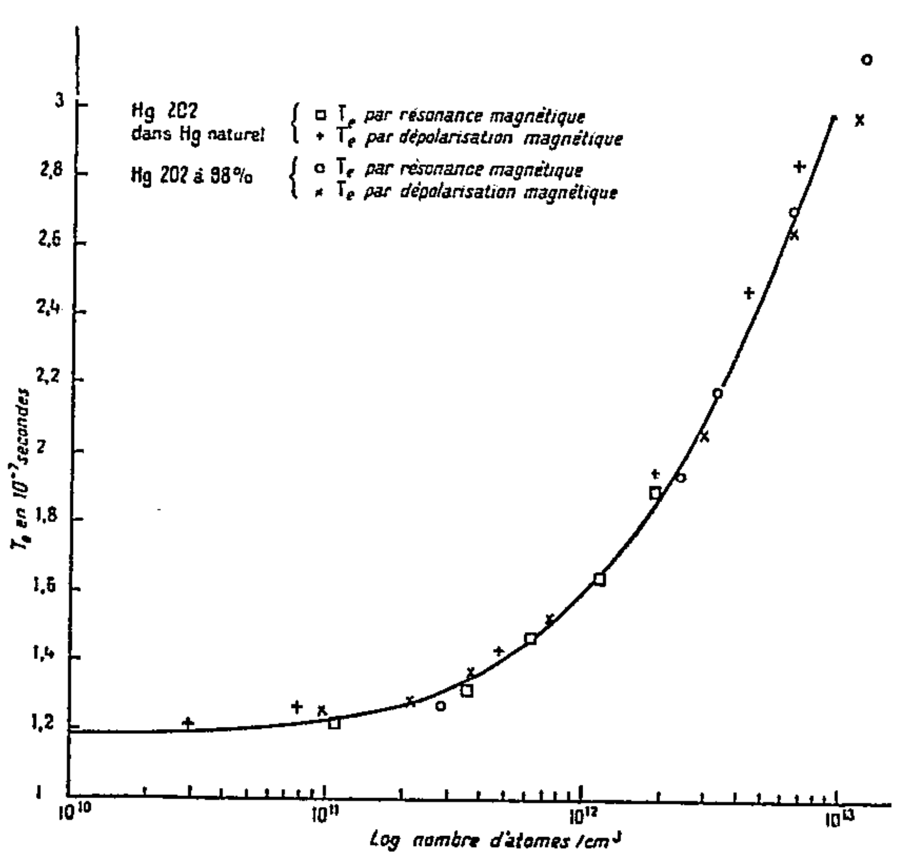


Fig. 2.

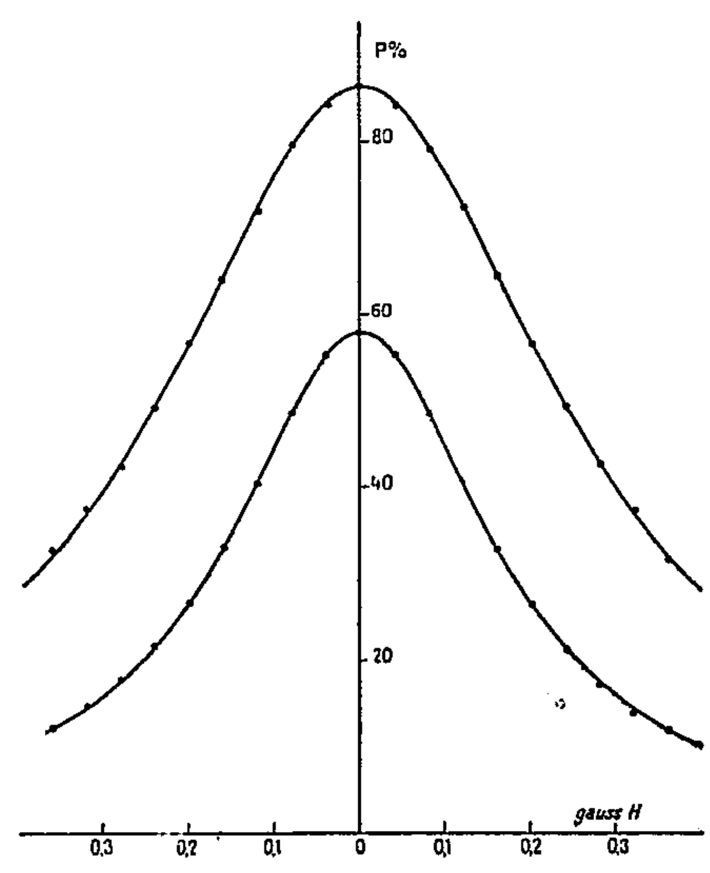


Fig. 3.

La figure 2 représente en fonction de N, nombre d'atomes diffusants, les diverses valeurs de T_e obtenues. Tous les points se groupent bien autour d'une même courbe. Ainsi : *a.* les durées de cohérence obtenues par mesures de dépolarisation magnétique ne dépendent pas de la concentration des autres isotopes; *b.* la dépolarisation magnétique et la résonance magnétique fournissent *la même « durée de cohérence »* T_e ainsi que le prévoit le calcul. Les courbes de la figure 3 sont des exemples de variation de P avec H; elles sont

calculées à partir de la formule (3) avec $P_0 = 86,4$ et 58 et $T_e = 1,37.10^{-7}$ s et $2,06.10^{-7}$ s respectivement les points sont obtenus expérimentalement.

Nous noterons toutefois les points de désaccord suivants :

a. P_0 est calculable théoriquement à partir de T_e. Or les valeurs expérimentales sont beaucoup plus faibles que les valeurs théoriques, sans que ce désaccord soit expliqué pour l'instant (par exemple, pour $T_e = 2,48.10^{-7}$, on calcule $P_0 = 63$, alors que l'on mesure $P_0 = 51$).

b. A forte concentration ($N = 2.10^{13}$ atomes/cm³), la résonance magnétique a donné $T_e = 3,40.10^{-7}$ s, et la dépolarisation magnétique $T_e < 3.10^{-7}$ s. Il est difficile de préciser s'il s'agit d'un désaccord réel ou si les mesures sont fortement erronées (à cette concentration P_0 est très faible, voisin de 13, et les mesures de T_e par mesure de P sont peu sûres).

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) J. Brossel, *Thèse*, Paris, 1952; *Ann. Phys.*, 7, 1952, p. 622; F. Bitter et J. Brossel, *Phys. Rev.*, 86, 1952, p. 308.

(2) *Voir* Mitchell et Zemansky, *Resonance Radiation and Excited atoms*, p. 147.

(3) M. A. Guiochon, J.-E. Blamont et J. Brossel, *Comptes Rendus*, 243, 1956, p. 1859; *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 99.

(4) R. Lennuier, *Comptes Rendus*, 242, 1956, p. 2230.

(5) V. Weisskopf, *Ann. Phys.*, 9, 1931, p. 23.

SPECTROSCOPIE. — *Étude de l'absorption et de l'émission d'une lame très mince de* CuI *à* 4,2°K. Note (*) de MM. **Serge Nikitine** et **René Reiss**, transmise par M. Jean Cabannes.

Des échantillons de CuI de 0,3 μ d'épaisseur environ ont été étudiés à 4,2°K. Ils permettent d'observer les « raies ultimes » déjà connues ainsi que de nouvelles raies satellites. Ces raies pourraient être dues à des états de surface. Le spectre d'émission des échantillons nous a permis de mettre en évidence une deuxième structure vibrationnelle.

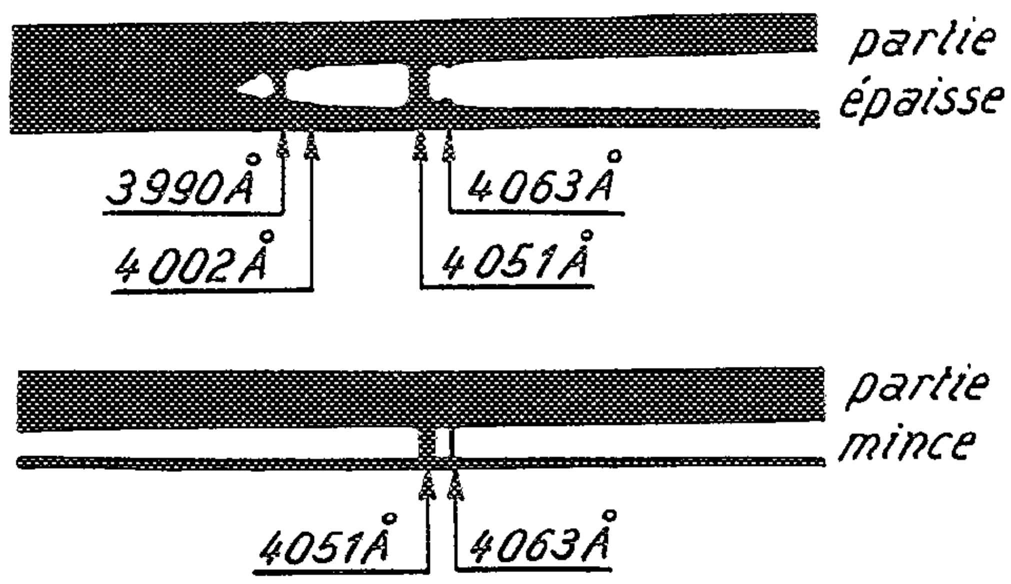
Raies ultimes. — Dans une Note précédente (1), nous avons signalé la disparition du fond continu d'absorption de CuI à 77° K lorsque l'épaisseur des lames devenait inférieure à 0,3 μ. Nous avons étudié, à la température de l'hélium en ébullition, des lames lenticulaires de CuI obtenues par évaporation sous vide et recuites, dont la partie centrale avait une épaisseur maxima d'environ 0,3 μ.

La figure 1 représente les spectres d'absorption obtenus avec une de ces lames dans sa partie centrale (la plus épaisse) et sur son bord (épaisseur environ 0,1 μ).

Les raies d'absorption déjà connues (2) ont été retrouvées; toutefois la raie fine (λ = 4063 Å) est déplacée de 3 Å vers les courtes longueurs

d'onde par rapport à nos observations précédentes avec des lames un peu plus épaisses.

Le spectre d'absorption de la partie épaisse présente en outre, à la limite du visible et de l'ultraviolet, un deuxième groupe de deux raies d'absorption, l'une fine ($\lambda = 4\,002$ Å), l'autre plus large ($\lambda = 3\,990$ Å).



Transmission d'une lame mince lenticulaire de CuI de 0,3 μ d'épaiss. centrale à 4,2°K.

Fig. 1.

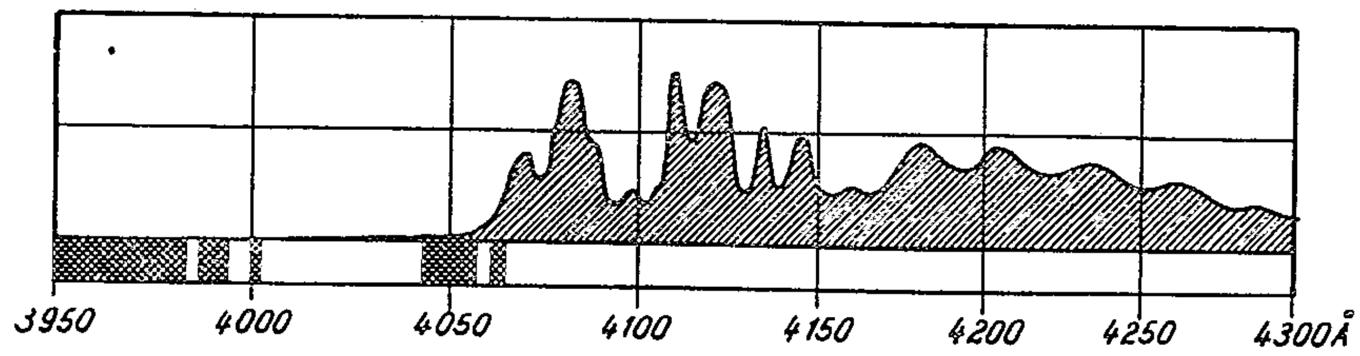
Ce groupe est pour ainsi dire une répétition du premier : la raie fine et la raie large se présentent dans le même ordre et sont distantes d'environ 12 Å dans les deux groupes. Toutefois leur intensité est beaucoup plus faible, car elles ne sont plus visibles dans le spectre d'absorption de la partie mince de la lame.

Essai d'interprétation des raies ultimes. — Nous avons signalé les difficultés qu'on éprouve à comprendre l'origine des raies ultimes. Une étude plus approfondie nous permet d'envisager une interprétation nouvelle.

On sait que les lames minces obtenues par évaporation présentent une structure granuleuse plus ou moins prononcée, de sorte que la surface effective de l'ensemble des grains est beaucoup plus importante que celle que présenterait une lame continue. On peut alors se demander si les raies ultimes ne pourraient correspondre à des transitions vers des états de surface. La très grande importance de la surface totale des grains, par rapport à leur volume utile, expliquerait l'importance des raies ultimes (un facteur de 100) par rapport aux raies excitoniques proprement dites.

Cette interprétation serait en accord avec toutes nos observations, y compris les spectres de réflexion [3] et paraît être de ce fait la plus plausible dans l'état actuel de la question. Il est toutefois nécessaire de noter que les propriétés des états de surface sont peu connues. Cette nouvelle interprétation doit être envisagée avec prudence.

Luminescence. — La luminescence des échantillons utilisés a également été étudiée. La figure 2 représente la courbe densitométrique de l'émission d'une lame de CuI à 0,3 μ d'épaisseur maxima, excitée à la lumière de Wood, à 4,2° K. L'absorption de la lame est reproduite au bas de la courbe.



Luminescence d'une lame de CuI de 0,3 μ d'épaisseur à 4,2° K.

Fig. 2.

Le spectre de Ewles-Kröger déjà obtenu avec une lame fondue ([4]) a été retrouvé, mais les diverses raies sont systématiquement décalées de 6 à 8 Å vers les grandes longueurs d'onde ($\lambda = 4179,5$; 4 204; 4 234; 4 263; 4 288 Å). Ce spectre de Ewles-Kröger peut être en relation avec la raie (ou le doublet) excitonique $k = 1$ invisible en absorption et qui se situerait vers 4 232-4 236 Å. Il est précédé par un autre groupe de cinq raies quasi-équidistantes également et elles aussi d'intensité décroissante vers les grandes longueurs d'onde ($\lambda = 4108,5$; 4120; 4134; 4146 et 4159). Bien que les raies ne soient pas de même largeur, on pourrait les attribuer à la désintégration du niveau excitonique $k = 2$ invisible en absorption avec activation de vibrations optiques. L'écart moyen de cette deuxième structure vibrationnelle (74 cm^{-1}) serait alors la moitié de celui des raies du premier spectre de Ewles-Kröger (151 cm^{-1}), nombre à rapprocher par ailleurs avec la fréquence propre infrarouge (172 cm^{-1}) obtenue par Parodi ([5]) pour CuI à température ordinaire.

Deux raies d'émission faibles ($\lambda = 4\,082$ et 4 087 Å), puis deux raies intenses ($\lambda = 4\,065$ et 4 077 Å) précèdent la deuxième structure vibrationnelle du côté des courtes longueurs d'onde. Elles pourraient être dues à la désintégration de niveaux excitoniques d'ordre supérieur à 2 invisibles en absorption.

Toutefois on peut remarquer que l'écart moyen de la deuxième structure vibrationnelle est aussi du même ordre que celui des deux « raies ultimes », de même que de celui des deux dernières raies d'émission intenses du côté des courtes longueurs d'onde. Il n'est donc pas exclu que toutes ces raies d'émission soient dues à la désintégration des états responsables des « raies ultimes » avec formation d'états métastables et activation de vibrations optiques.

( ) Séance du 27 mai 1956.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1478.
(2) *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1588.
(3) *J. Phys. Rad.*, 18, 1957, p. 74.
(4) *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 1017.
(5) *Comptes rendus*, 205, 1937, p. 1224.

PHYSIQUE DES SOLIDES. — *Imperfections de structure du fluorure de lithium irradié aux neutrons : les cavités submicroscopiques*. Note de (*) Mme **Marianne Lambert** et M. **André Guinier**, présentée par M. Francis Perrin.

La diffusion centrale des rayons X met en évidence la présence de cavités dans le fluorure de lithium irradié aux neutrons. On détermine leurs dimensions et leur concentration en fonction du taux d'irradiation et du traitement thermique de guérison.

Dans un premier travail (1), seulement qualitatif, nous avions montré que, après irradiation, le fluorure de lithium contient plusieurs types d'imperfections cristallines qui se traduisent par des phénomènes distincts de diffusion anormale des rayons X. Nous avons effectué une étude quantitative de ces phénomènes. Dans la présente Note, nous ne donnerons que les résultats tirés de la diffusion aux petits angles.

L'échantillon, sous forme d'une lamelle de 0,5 mm d'épaisseur, est traversé par un faisceau monochromatique (CuK_α) et l'intensité diffusée est mesurée par un compteur Geiger-Müller. Le pouvoir diffusant (2) est mesuré en valeur absolue, par comparaison de l'intensité diffusée à l'intensité du faisceau direct affaibli par un écran de cuivre de coefficient de transmission 1/56 000. Pour éliminer l'influence des diffusions parasites, on fait la différence entre les intensités diffusées pour chaque angle par la lamelle irradiée et unc lamelle non irradiée de même épaisseur.

Nous disposions de trois échantillons soumis aux flux intégrés de 3.10^{17}, 2.10^{18} et 5.10^{18} neutrons/cm^2.

L'étude préliminaire nous avait montré que les dimensions des hétérogénéités de densité électronique, causes de la diffusion centrale, étaient de l'ordre de 20 à 40 Å. Une augmentation notable de densité électronique dans un tel domaine au sein du cristal est invraisemblable. Donc il s'agit d'une diminution, et l'hypothèse la plus vraisemblable est celle de l'existence de cavités, vides ou remplies d'une matière très peu dense. La faible diminution de densité macroscopique après irradiation (inférieure à 4.10^{-3}) prouve que ces cavités sont assez rares : il est donc légitime d'interpréter la diffusion observée comme provenant d'un ensemble de particules très peu concentrées (ici de densité négative) et de faire usage de l'approximation exponentielle (3).

En fait, les courbes (log I, θ^2) ne sont pas des droites, ce qui s'explique par l'hétérogénéité de la taille des cavités. On trouve par contre que les résultats expérimentaux sont très bien représentés par des droites quand on adopte les coordonnées log I et θ. Cette relation empirique correspond à une loi de répartition du rayon de giration des cavités facile à calculer (*fig.* 1), d'où l'on déduit directement le rayon de giration moyen. Ensuite

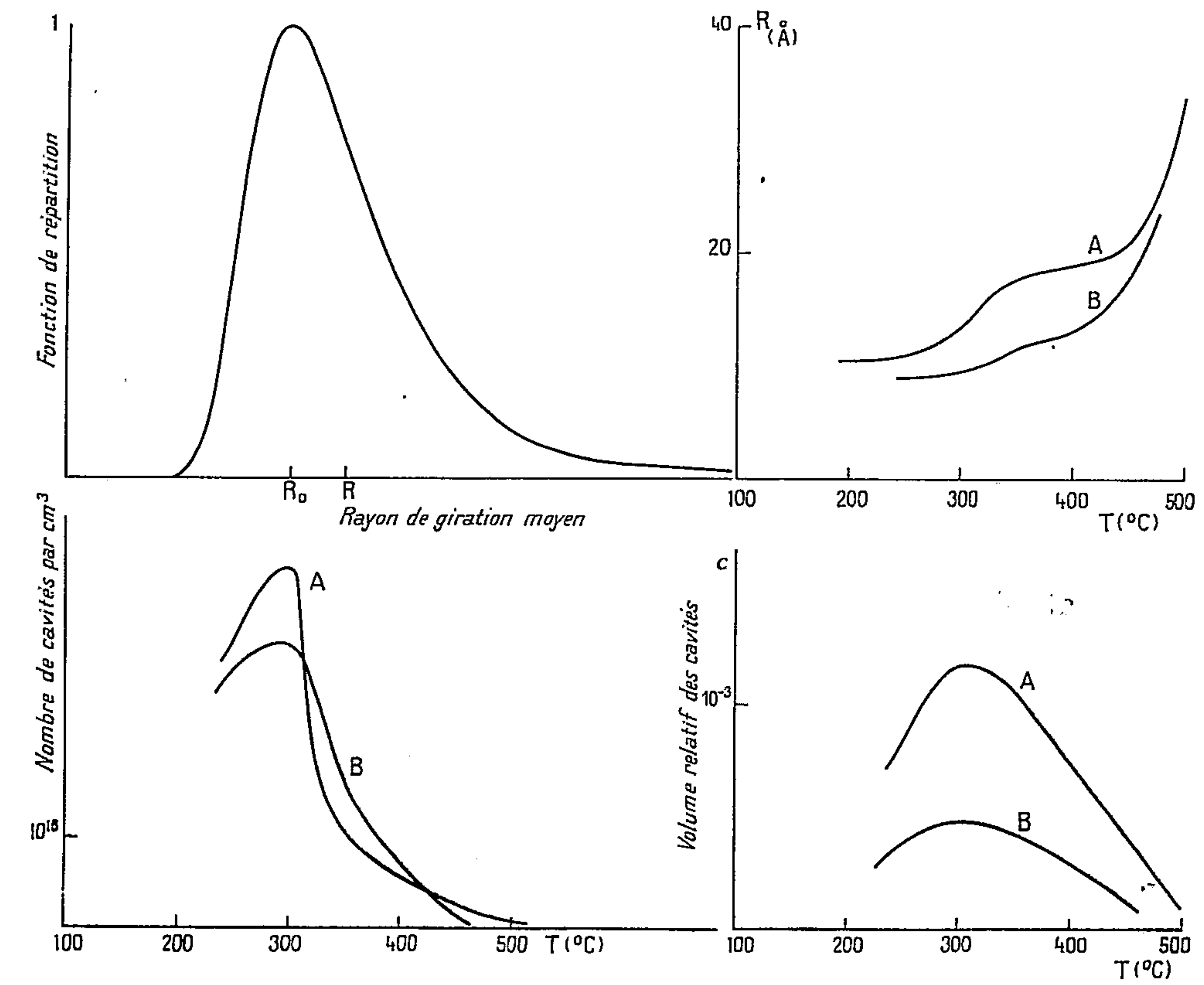


Fig. 1. — Fonction de répartition du rayon de giration des cavités.

Fig. 2. — Variation du rayon de giration moyen en fonction de la température de recuit.
A, dose de 5.10^{18} neutrons/cm²; B, dose de 2.10^{18} neutrons/cm².

Fig. 3. — Variation du nombre de cavités.
A, dose de 5.10^{18} neutrons/cm²; B, dose de 2.10^{18} neutrons/cm².

Fig. 4. — Variation du volume relatif des cavités.
A, dose de 5.10^{18} neutrons/cm²; B, dose de 2.10^{18} neutrons/cm².

les mesures absolues du pouvoir diffusant donnent le nombre total des cavités et leur volume total dans 1 cm³ de LiF, mais au prix de deux hypothèses, l'une sur la forme des cavités, l'autre sur leur densité électronique. Nous admettons que celle-ci est négligeable devant la densité du cristal sain. D'autre part comme l'expérience ne donne aucune indication de l'anisotropie des défauts, nous les supposons sphériques (à la précision

de nos résultats, cela n'aurait d'ailleurs aucune importance de les supposer cubiques ou octaédriques).

Les mesures ont été effectuées sur les échantillons après irradiation puis en cours de guérison par chauffages successifs de 1 h à 250, 300, 350, 400, 450 et 500° C. A partir de 300° C le cristal noirci par les neutrons devient brun puis jaune clair et il reprend son aspect primitif à 450° C.

Les figures 2, 3, 4 donnent l'ensemble de nos résultats sur les deux échantillons les plus irradiés : variation au cours de la guérison du rayon de giration moyen, du nombre et du volume total des cavités. La concentration en volume de ces défauts croît avec la dose et atteint la valeur de $1,2.10^{-3}$ pour une irradiation de 5.10^{18} neutrons/cm² et après chauffage à 300° C. Pour la dose 3.10^{17} neutrons/cm², la diffusion centrale est trop faible pour être mesurable avec précision.

On sait que le déplacement des atomes par les neutrons laisse dans le réseau des lacunes (1900 par fission) ([4]). Les cavités que nous observons seraient formées par l'agglomération des lacunes par diffusion (comme les précipités se forment à partir d'atomes dispersés dans une solution solide). Cette coalescence se produit pendant l'irradiation et se poursuit pendant le chauffage à température modérée, jusqu'à 300° C. Il ne nous est pas possible, pour le moment, de séparer l'effet des deux facteurs, neutrons et température, car les irradiations ont été faites dans la pile, sans que la température de l'échantillon soit contrôlée.

Quand on recuit le cristal à plus haute température, le nombre des cavités que nous observons diminue. Cela signifie que les petites cavités disparaissent, mais il est possible qu'il en subsiste de très grosses, qui ne produiraient pas de diffusion accessible à l'expérience (nous sommes limités à une dimension de l'ordre de 300 Å). De fait, des trous cubiques ayant des dimensions de l'ordre de 0,01 mm ont été observés au microscope dans un cristal fortement irradié et chauffé à 700° C ([5]).

Il est très vraisemblable que les cavités ne sont pas vides mais que les gaz produits pendant l'irradiation tendent à s'y rassembler. La fission du lithium donne un atome de tritium et un d'hélium (la dose de 5.10^{18} neutrons/cm² provoque 3.10^{-4} fission par molécule de fluorure de lithium) et d'autre part il doit y avoir du fluor à l'état libre car les échantillons irradiés ont un pouvoir oxydant et attaquent les métaux pour donner des fluorures ([6]).

(*) Séance du 20 mai 1957.

([1]) M. LAMBERT et A. GUINIER, *Action des rayonnements de grande énergie sur les solides*, Gauthier-Villars, Paris, 1956, p. 117.

([2]) A. GUINIER, *Théorie et technique de la radiocristallographie*, Dunod, 1956, p. 406.

([3]) A. GUINIER et G. FOURNET, *Small Angle Scattering of X Ray*, Wiley and Sons, New-York, 1955.

(4) F. Seitz et J. Koehler, *Solid State Physics*, Academic Press, Inc. New-York, 1956, vol. 2, p. 445.

(5) P. Senio, d'après une communication personnelle du Docteur Smallman.

(6) P. Perio, M. Tournarie et M. Gance, *Action des rayonnements de grande énergie sur les solides*, Gauthier-Villars, 1956, p. 116.

PHYSIQUE CRISTALLINE. — *Sur le spectre de vibration du carborundum.* Note de MM. **Jean-Paul Mathieu** et **Henri Poulet**, transmise par M. Jean Cabannes.

I. Grâce à M. J. A. Lely, d'Eindhoven, nous avons pu disposer de lamelles monocristallines hexagonales presque incolores de carborundum particulièrement pur. Admettant que la symétrie des cristaux est C_{6v}^4 (C6 mc) et que la maille élémentaire contient quatre groupes CSi (1), on dénombre 21 vibrations fondamentales, qui se classent comme il suit, dans la notation de Placzek : 7 vibrations simples, 3 de type A_1, 4 de type B_2 ; 7 vibrations doubles, 3 de type E^-, 4 de type E^+. Comme pour la plupart des cristaux covalents, il est difficile de donner une représentation des mouvements des atomes dans les diverses vibrations.

II. Nous avons étudié le spectre de diffusion en lumière naturelle ou polarisée, le faisceau incident pénétrant suivant l'axe sénaire et le faisceau diffusé étant normal à cet axe. La forme et les dimensions des cristaux ne nous ont pas permis de donner à ceux-ci différentes orientations dans le montage, qui auraient permis d'observer éventuellement des variations de fréquence (pour les raies A_1) ou des dédoublements (pour les raies E^-) que la symétrie laisse prévoir (2). En fait, dans le cas étudié, les valeurs du facteur de dépolarisation prévues pour les raies de Raman dues aux vibrations actives (A_1, E^+, E^-) permettent l'interprétation de tout le spectre. Les résultats sont les suivants :

$\Delta\sigma$ (cm^{-1})...............	335 (?)	764	789	797	966	969
Intensité.............	tf	m	F	F	m	m
Type................	E^-	A_1	E^+	E^-	A_1	E^-

Rappelons que Narayanan (3) avait trouvé une seule raie de Raman, à 818 cm^{-1}.

III. Le spectre de réflexion infrarouge a été étudié par Coblentz, puis par Schaefer et Thomas (4) et par Burstein (5) sur des faces cristallines normales à l'axe sénaire. Dans ces conditions, seules les vibrations de type E^- doivent être actives. Les résultats des divers auteurs s'accordent pour situer à 833 cm^{-1} le nombre d'ondes σ_m du maximum du facteur de réflexion. La formule de Havelock (6) permet de calculer le nombre d'ondes σ_0 de la vibration fondamentale

$$\sigma_m = \sigma_0 \sqrt{1 + \frac{\varepsilon - n_0^2}{6n_0^2 - 4}}.$$

En prenant pour la permittivité ε la valeur 9,4 ou 9,0 [7] et pour l'indice ordinaire n_0 la valeur 2,6, on trouve que σ_0 doit être compris entre 806 et 800 cm^{-1}, valeur correspondant à celle observée en diffusion (797 cm^{-1}). Le maximum secondaire de réflexion observé par Burstein vers 12,5 μ donnerait $\sigma_0 = 769$ cm^{-1} : il est possible qu'il corresponde à la fondamentale de type A_1 (764 cm^{-1} en diffusion) qui serait active par suite de l'obliquité de la réflexion ou de la convergence du faisceau. Aucune des deux autres vibrations E^- ne se manifeste dans le spectre de réflexion. En ce qui concerne celle qui donne une raie de réflexion à 335 cm^{-1}, son attribution est incertaine, car cette raie est très faible. Mais à la raie de Raman 969 cm^{-1} devrait correspondre, d'après la formule de Havelock, une fréquence de réflexion voisine de 1000 cm^{-1}. Or, le spectre de réflexion ne montre pas de maximum dans cette région; seules les courbes de Schaefer y présentent une inflexion douteuse. Il est vrai que certaines vibrations qui donnent des raies de Raman fortes dans le spectre du quartz, par exemple, ne donnent pas de maximums de réflexion.

IV. Nous avons étudié le spectre de transmission de nos lames cristallines entre 700 et 2000 cm^{-1}; il devrait, en principe, être dû aux seules vibrations de type E^-. En fait, sous une épaisseur d voisine de 0,25 mm, l'absorption est à peu près totale dans toute la région explorée. Il existe seulement une étroite région de transmission vers 1450 cm^{-1} ($\lambda = 6,9$ μ). Nous retrouvons donc les résultats de Schaefer [4]; malgré la diversité des échantillons, il doit donc s'agir d'un phénomène qui n'est pas dû à la présence d'impuretés.

Toutefois, l'absorption entre 1500 et 1650 cm^{-1} ne peut être attribuée, comme le faisait Schaefer, à l'harmonique de la fréquence E^- située vers 800 cm^{-1}, qui serait de type $A_1 + E^+$, donc inactive. Il pourrait s'agir de la combinaison $789 + 797 = 1586$ cm^{-1}, car $E^+ \times E^- = B_1 + B_2 + E^-$.

On pourrait penser également que le maximum de transmission est en relation avec le minimum du facteur de réflexion R situé vers 10 μ. On sait que le rapport I/I_0 du flux transmis au flux incident peut s'écrire approximativement :

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(1-R)^2}{e^{\alpha d} - R^2 e^{-\alpha d}},$$

lorsque le coefficient d'absorption α est supposé assez faible [8]. Or, vers 7 μ, il n'existe ni fondamentale, ni combinaison de type E^- des vibrations trouvées en diffusion; il est donc possible que α ait une valeur plus petite pour ces longueurs d'onde que vers 10 μ, ce qui, malgré la variation de R (voisin de 0 pour 10 μ et de 0,1 pour 7 μ) expliquerait l'augmentation du rapport I/I_0.

(1) *Strükturberichte*, I, p. 80 et 146.

(2) H. POULET, *Annales de Physique*, 10, 1955, p. 906.

(3) *Current Science*, 21, 1952, p. 239.

(4) *Zeits. Physik*, 12, 1923, p. 339.

(5) *Advances in Electronics*, vol. 7, Academic Prcss, New-York, 1955.
(6) *Proceedings Royal Society*, A 105, 1924, p. 488.
(7) Valeurs se rapportant aux échantillons examinés et communiquées par le Dr F. A. Kröger.
(8) H. Y. Fan, Reports on *Progress in Physics*, 29, 1956, p. 121.

(Laboratoire des Recherches Physiques, Sorbonne.)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Concentration des isotopes du rubidium par électromigration dans* NO_3Na *fondu*. Note (*) de MM. **Chawki Mangalo, Harirao Jeevan Arnikar** et **Marius Chemla**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La méthode d'électromigration sur amiante imprégnée de NO_3Na fondu a été appliquée aux isotopes du rubidium. La différence relative de mobilité de ^{85}Rb et ^{87}Rb a été trouvée égale à 0,00117. L'effet de masse mesuré, $M\Delta v/v\Delta M = 0{,}05$, est bien inférieur à celui obtenu avec les isotopes du sodium et du lithium.

Dans des expériences antérieures (1), nons avons entrepris une étude systématique de la migration d'ions alcalins dans des nitrates en fusion. L'emploi de papier d'amiante imprégné de sels fondus a permis de mesurer facilement la mobilité d'ions de nature différente ou même d'ions isotopes. La séparation d'isotopes par cette méthode a été jusqu'à présent appliquée au système ^{22}Na-^{24}Na (2) et ^{6}Li-^{7}Li (3). Cette étude est maintenant étendue aux isotopes du rubidium ^{85}Rb-^{87}Rb, afin de suivre la variation de l'effet de masse $\Delta v/v : \Delta M/M$ en fonction de la masse atomique de l'ion soumis à la migration. Dans ces expériences, le rapport isotopique $^{85}Rb/^{87}Rb$ est déterminé par spectrométrie de masse.

L'électrophorèse est effectuée à 350° C sur une bande d'amiante longue de 66 cm, imprégnée de NO_3Na pur fondu, suivant la technique décrite précédemment. La zone initiale est constituée par 20 mg de NO_3Rb pur contenant quelques microcuries de rubidium radioactif ^{86}Rb, qui joue le rôle d'indicateur. Une tension continue de 600 V est appliquée pendant 2 h 30 mn; le parcours de la zone de rubidium est alors de 42 cm. Il est alors facile de connaître la répartition du rubidium grâce à l'emploi de l'indicateur radioactif ^{86}Rb. En effet la zone initiale était constituée de rubidium d'activité spécifique connue; à la fin de l'électrophorèse la mesure de la radioactivité donne immédiatement la quantité de Rb présente dans chaque échantillon. La figure 1 représente la courbe de répartition du rubidium sur la bande à la fin de l'expérience d'électromigration. Signalons évidemment que la présence de ^{86}Rb n'est absolument pas décelable dans les spectrogrammes de masse.

D'autre part, le rapport isotopique $^{85}Rb/^{87}Rb$ dans chaque échantillon est effectué par un spectromètre de masse construit par Atlas Werke. Cet appareil

a été muni d'une source d'ions pour solides, constituée par un filament de tungstène sur lequel est déposé l'échantillon à analyser sous forme de nitrate. Dans l'analyse du rubidium, la présence d'impuretés même en forte proportion ne gêne pas, car il semble que le potentiel d'extraction des ions alcalins lourds est extrêmement faible; dans la série des alcalins, ce potentiel augmenterait quand la masse atomique décroît. En effet, nous avons observé que l'émission

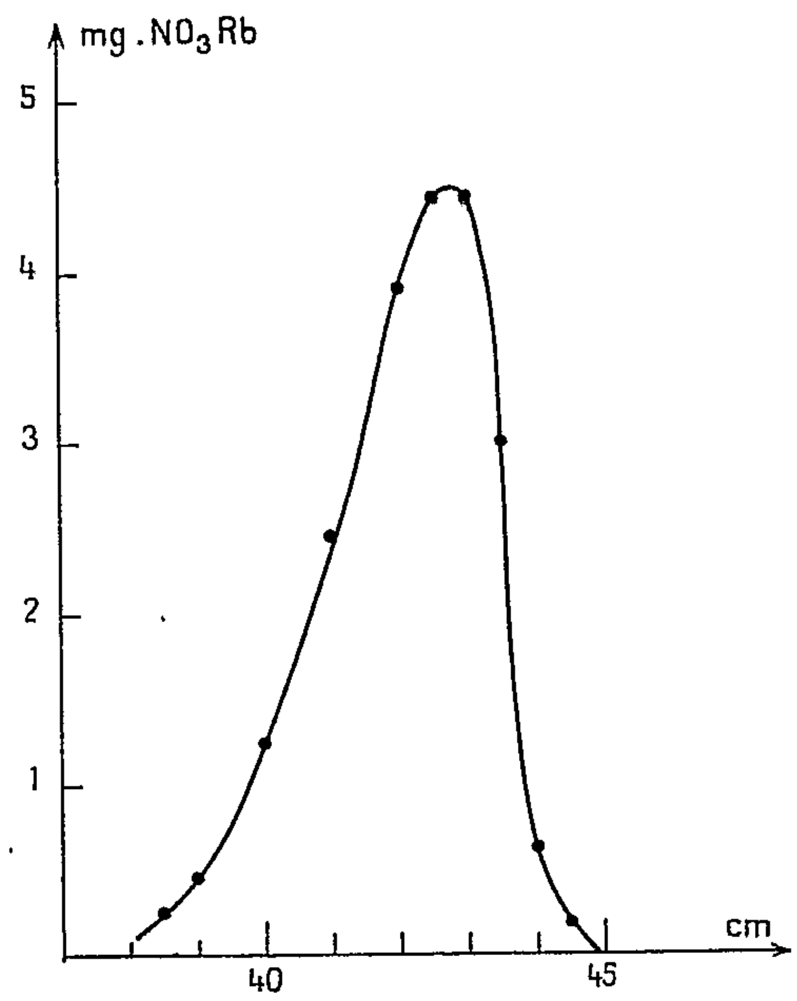


Fig. 1.

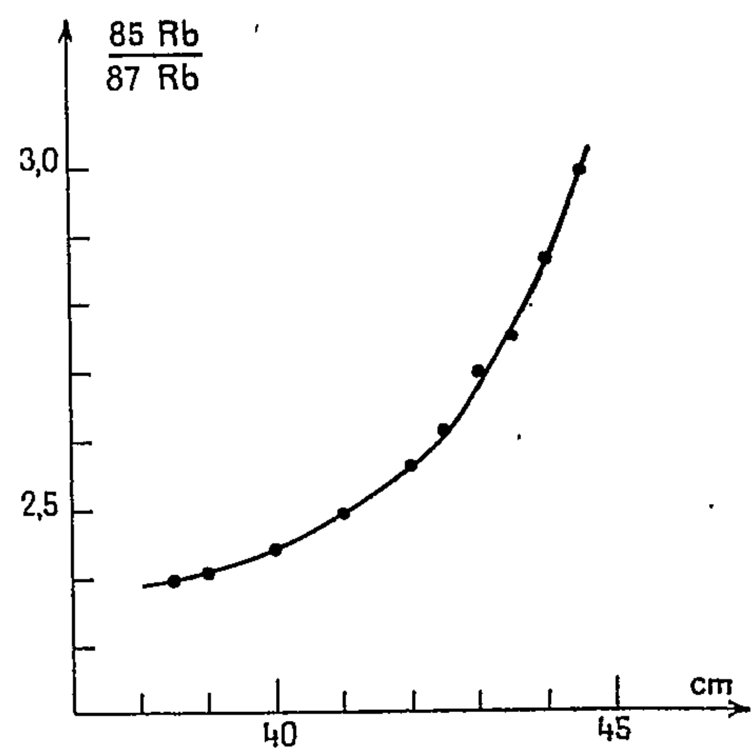


Fig. 2.

Fig. 1. — Répartition du rubidium.
Fig. 2. — Variation du rapport isotopique.

d'ions Rb^+ apparaît à une température de filament bien inférieure à celle où apparaissent K^+, Na^+ ou Li^+. Ainsi dans nos expériences d'électromigration de Rb dans NO_3Na fondu, les échantillons sont constitués par un mélange de NO_3Na à 99 % avec moins de 1 % de NO_3Rb; et pourtant au spectromètre de masse, le faisceau d'ions Rb^+ est 100 fois plus intense que celui de Na^+.

Sur la figure 2 est portée la courbe de variation du rapport isotopique le long de la zone de rubidium. Les valeurs extrêmes sont : $^{85}Rb/^{87}Rb = 3{,}00$ en avant de cette zone et $^{85}Rb/^{87}Rb = 2{,}40$ en arrière. Ces résultats permettent de calculer la répartition de ^{85}Rb et ^{87}Rb individuellement, et de déterminer la position des barycentres des deux répartitions. Ces derniers sont distants de 0,5 mm, ce qui donne pour la différence relative de mobilité $\Delta v/v = 0{,}00117$. L'effet de masse déduit est $\mu = \Delta v/v : \Delta M/M = 0{,}05$. Cette valeur est bien inférieure à celle obtenue pour le lithium ($\mu = 0{,}19$) ou le sodium ($\mu = 0{,}10$).

Dans une ébauche de théorie exposée précédemment ([2]), il était indiqué que μ devait dépendre des masses respectives des particules migrantes et des

particules constituant le milieu de diffusion. Ces expériences montrent que l'effet de masse expérimental varie dans le même sens que celui prévu théoriquement. Encore une fois, répétons que l'accord n'est que qualitatif, le mécanisme de la migration dans un milieu condensé étant certainement très complexe.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) H. J. ARNIKAR, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2241.

(2) M. CHEMLA et A. BONNIN, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1288.

(3) M. CHEMLA, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1450.

CHIMIE PHYSIQUE. — *Sur les potentiels de membranes échangeuses d'ions; méthode de mesure des activités ioniques.* Note de M. **JEAN CHAUSSIDON**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Les résines synthétiques échangeuses d'ions permettent de fabriquer des membranes dont la perméabilité sélective envers les ions d'un même signe est très élevée. On peut donc songer, à la suite de nombreux auteurs [Teorell (1), Meyer et Sievers (2), Wyllie (3), Sollner (4)], à utiliser ces membranes pour mesurer les activités ioniques en solution.

Deux cellules séparées par la membrane, préalablement saturée de l'ion étudié, contiennent des solutions d'un même électrolyte à des concentrations différentes. Une électrode au calomel plonge dans chaque solution. Les différences de potentiel que nous avons mesurées vérifient, pour des solutions dont la concentration varie de 0,2 à 0,003 M, la formule

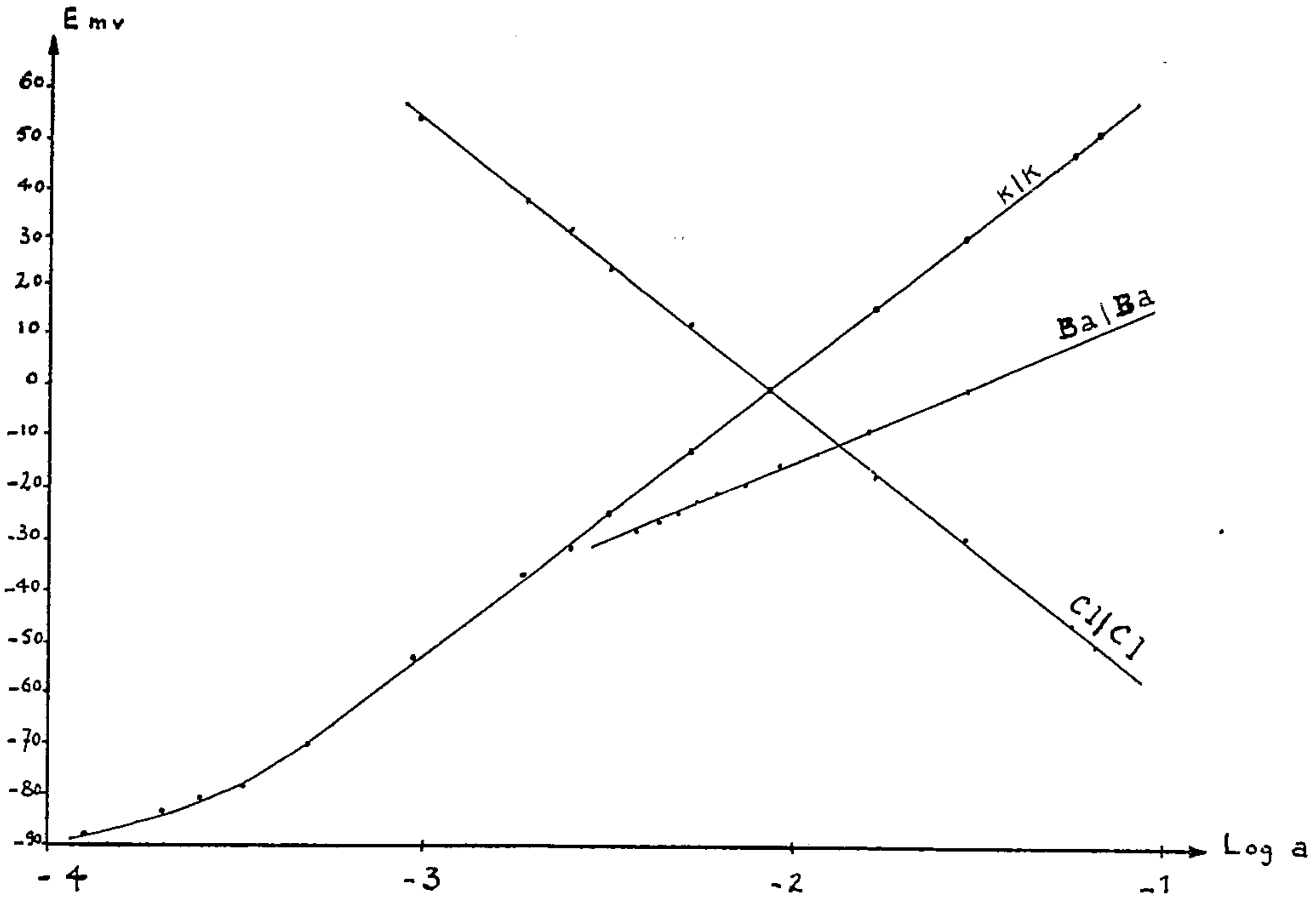
$$E = E_0 \pm \frac{RT}{nF} \log \frac{a_1}{a_2}$$

où a_1 et a_2 désignent les activités calculées d'après l'approximation de Debye et Hückel. Cette formule implique que la sélectivité des membranes est parfaite, c'est-à-dire que le facteur $(u - v)/(u + v)$ de la formule de Nernst, u et v étant les mobilités du cation et de l'anion dans la membrane, est égal à ± 1. Les diagrammes obtenus en faisant varier la concentration d'une des solutions et en maintenant l'autre constante (solution de référence), sont parfaitement linéaires dans l'intervalle de concentrations envisagé, et leur pente concorde bien avec celle calculée :

	°C.	Pente calculée.	Pente mesurée.
K^+(KCl)	18	0,0573	0,0565
Ba^{++}($BaCl_2$)	25	0,0295	0,0290
Cl^-(KCl)	18	−0,0573	−0,0580

Le terme E_0 a été trouvé nul ($E = 0$ pour $a_1 = a_2$) ce qui prouve l'absence d'asymétrie dans notre dispositif.

La formule a été vérifiée pour les ions : H, Li, Na, K, Rb, NH_4, Mg, Ca, Ba, Sr; OH, Cl, NO_3, SO_4.



Ainsi, les membranes en question sont encore utilisables pour des activités beaucoup plus basses que celles étudiées par les auteurs précités. Cependant le diagramme n'est plus linéaire pour des concentrations inférieures à 0,0003 M environ (dans le cas d'un ion monovalent); les écarts subsistent que les solutions soient renouvelées continuellement ou non dans les cellules, et ne sont donc pas la conséquence de variations des concentrations par diffusion; ces écarts peuvent être liés à l'importance relative qu'acquiert l'activité des ions H ou OH par rapport à celle de l'ion étudié.

Par ailleurs, nous avons vérifié que, dans l'intervalle des concentrations où la formule est applicable, les variations éventuelles de l'état de saturation de la membrane en l'ion considéré par contact avec des solutions de concentration différente, n'altèrent pas les potentiels mesurés; nous avons en effet constaté plusieurs fois au cours de séries de mesures que si la solution de concentration variable est remplacée par la solution de référence, la différence de potentiel est nulle.

Néanmoins, il faut bien souligner que la formule n'est appliquable que dans les cas où l'ion qui sature la membrane est le même que celui de chacune des

deux solutions. Dans le cas contraire, le système biionique obtenu n'est plus justiciable de la formule de Nernst. Les résultats que nous avons obtenus dans des cas complexes où interviennent simultanément plusieurs ions feront l'objet de publications ultérieures.

(1) *Proc. Soc. Exptl. Biol. Med.*, 33, 1935, p. 282.
(2) *Helv. Chim. Act.*, 19, 1936, p. 649, 665.
(3) *J. Phys. and Colloid. Chem.*, 54, 1950, p. 204.
(4) *Ion transport across membranes* (*Ac. Press.*, 1954, p. 144).

[*Centre national de Recherches agronomiques, Versailles* (*INRA*), *Station centrale d'Agronomie.*]

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de l'élimination des lacunes dans les aluminiums très purs.* Note de M. **Michel Wintenberger**, présentée par M. Georges Chaudron.

L'élimination des lacunes en excès par les dislocations se fait suivant un mécanisme analogue à celui proposé par Cottrell pour le drainage, par les dislocations, des atomes de carbone dans le fer. Ce résultat nous permet en particulier d'évaluer la densité des dislocations introduites dans les aluminiums purs par déformation plastique.

Nous avions montré précédemment (1) par des mesures de résistivité électrique à 20°K que les lacunes en excès dans le réseau des aluminiums très purs s'éliminent surtout par interaction avec les dislocations.

Nous avons continué ce travail par l'étude, à la température ordinaire, de la cinétique de l'élimination des lacunes. Il est alors très important de connaître le début du phénomène. Ceci ne semble guère possible dans le cas des lacunes conservées par une trempe à l'air car une restauration importante peut se faire pendant le refroidissement. Des trempes plus brutales introduisent des dislocations qui rendent l'élimination trop rapide pour une étude précise.

Nous avons pensé obtenir un excès de lacunes par déformation plastique; mais la concentration des lacunes que l'on crée ainsi est faible et la densité des dislocations élevée, ce qui rend les expériences délicates.

Nous avons alors opéré de la manière suivante. Après une trempe à l'air qui permet d'avoir une grande concentration de lacunes nous déformons légèrement par traction l'éprouvette à la température ordinaire. Nous considérons alors que le début de l'élimination des lacunes coïncide avec la fin de la déformation plastique.

Nos mesures montrent que l'évolution de la concentration c des lacunes en fonction du temps t, peut être représentée correctement par une équation de la

forme

$$c = c_0\, e^{-\mathrm{A}(t)^m} \qquad (c_0 = \text{concentration initiale}).$$

Dans les conditions que nous venons de préciser m est très voisin de 0,5 (*fig.* 1).

Pour interpréter cette formule expérimentale nous avons envisagé un mécanisme analogue à celui proposé par Cottrell et Harper ([2]) pour le déplacement

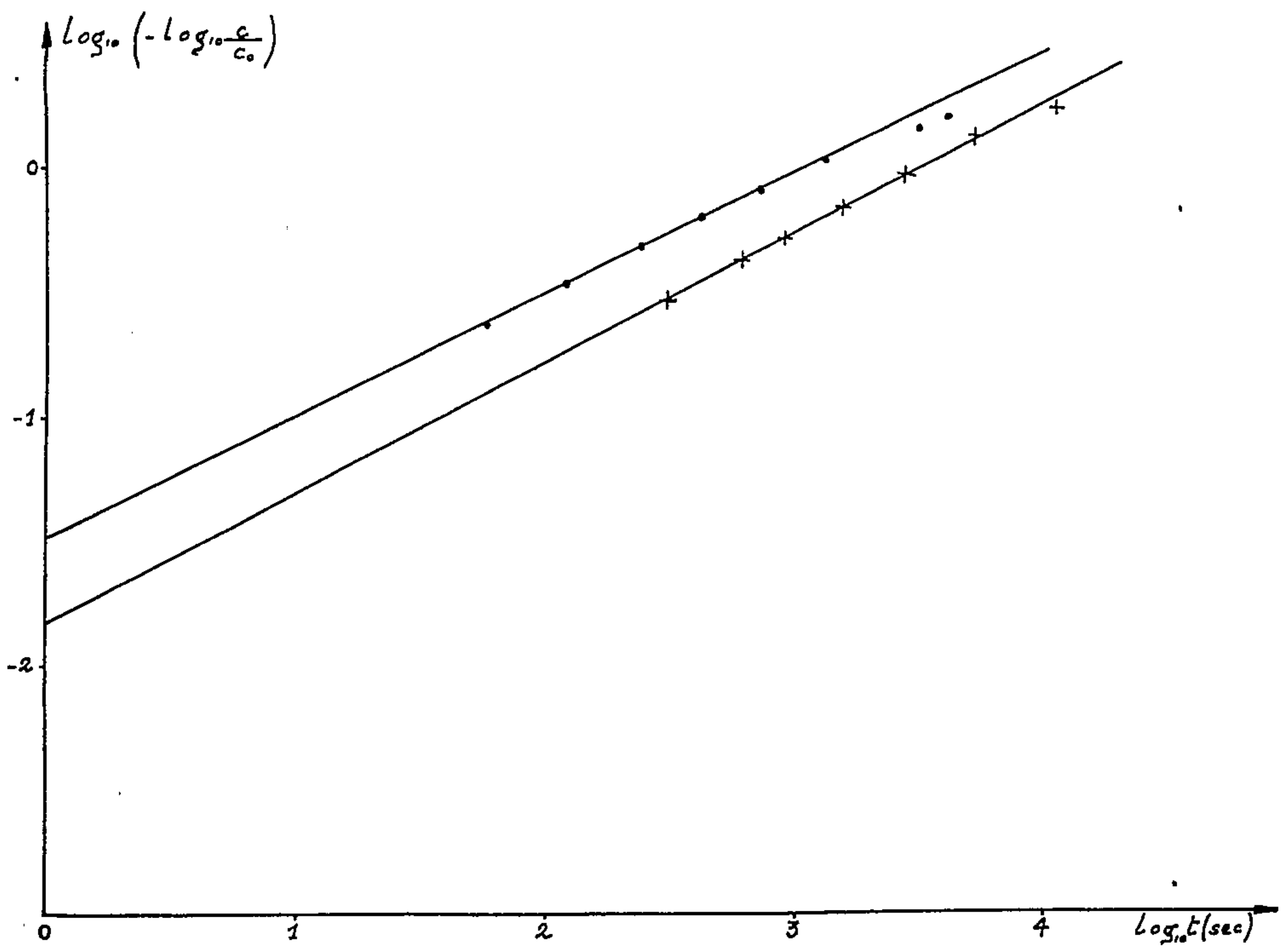


Fig. 1. — Représentation logarithmique de $c = c_0\, e^{-\mathrm{A}(t)^m}$.

$$\log_{10}\left(-\log_{10}\frac{c}{c_0}\right) = \log_{10}\log_{10} e + \log_{10} \mathrm{A} + m \log_{10} t.$$

Aluminium à 99,9975 % (+ allongement 3,5 % . allongement 9 %).

vers les dislocations des atomes de carbone dans le fer. Le fait que les lacunes sont facilement déformables conduit à la formule ([3])

$$c = c_0\, e^{-\pi \rho_{\mathrm{D}} \left(\frac{2\,\mathrm{D}\mathrm{W}_{\mathrm{M}}\, b^2\, t}{k\mathrm{T}}\right)^{\frac{1}{2}}},$$

avec

ρ_{D}, la densité des dislocations;

D, le coefficient de diffusion des lacunes;

b, la plus petite distance interatomique;

W_{M}, l'énergie d'interaction lacune-dislocation, de l'ordre de $1/10\, \mu . b^3$ (μ module de cisaillement);

k, constante de Boltzmann;

T, température absolue.

Cette hypothèse explique donc convenablement nos résultats.

Nous avons d'autre part obtenu pour l'énergie d'activation de la diffusion des lacunes 13 000-13 500 cal. mole^{-1} ce qui donne pour D une valeur voisine de 10^{-10} cm^2.s^{-1}.

La connaissance de D nous permet alors d'évaluer la densité des dislocations ρ_D d'après la formule précédente. Nous trouvons pour les expériences indiquées 6.10^9 dislocations/cm^2 pour un allongement de 3,5 % et $1,4.10^{10}$ pour 9 %.

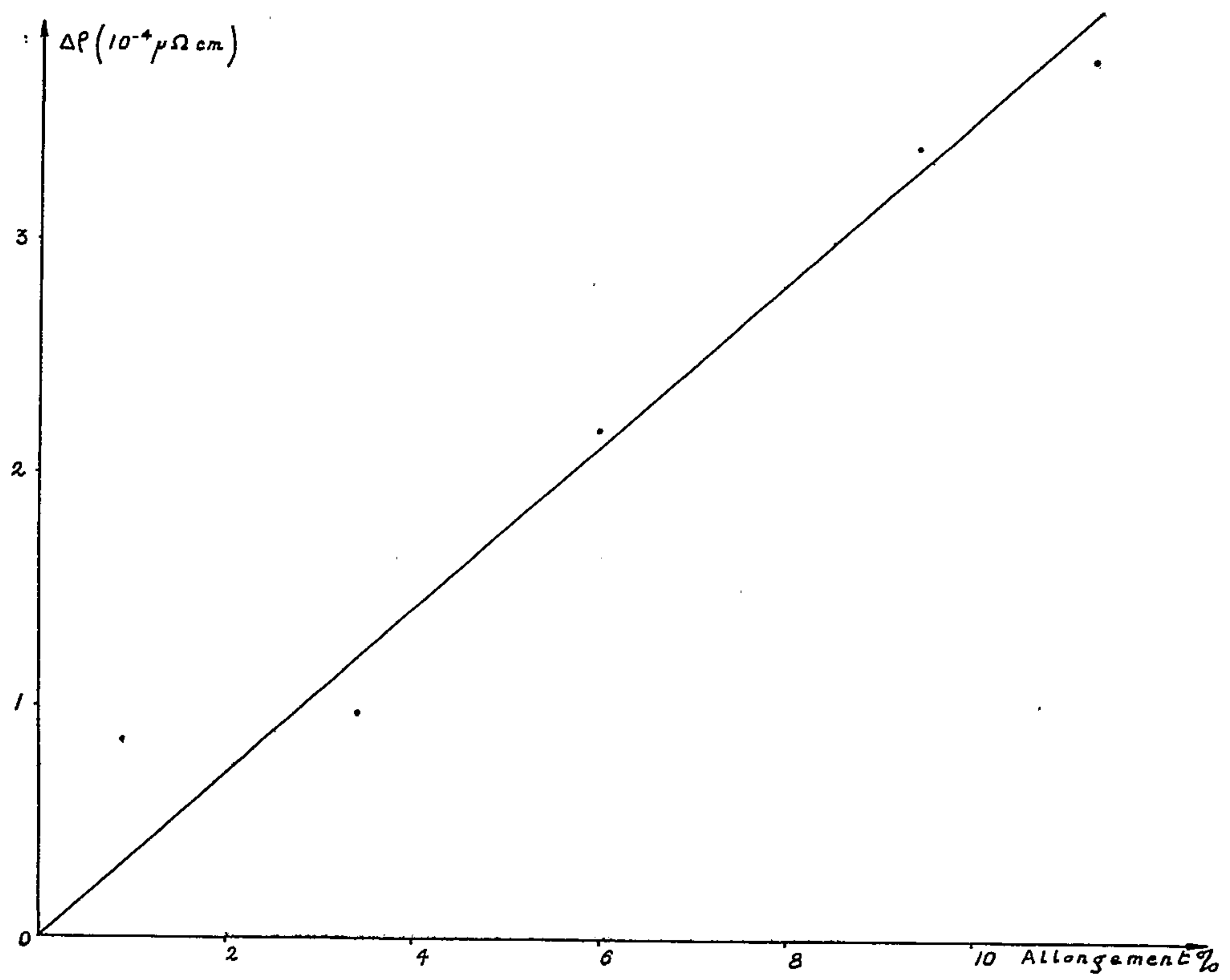


Fig. 2. — Influence des dislocations introduites par déformation plastique sur la résistivité électrique de l'aluminium à 99,9975 %.

Nous en déduisons

$$\rho_D = 16.10^{10}\,\varepsilon \qquad (\varepsilon = \text{allongement}).$$

De plus, l'augmentation de résistivité $\Delta\rho$ due aux dislocations créées par la déformation plastique est proportionnelle à l'allongement (*fig.* 2)

$$\Delta\rho_{(\mu\Omega\,\text{cm})} = 3,5.10^{-3}\,\varepsilon.$$

L'influence des dislocations sur la résistivité électrique est donc :

$$\Delta\rho_{(\mu\Omega\,\text{cm})} = 2,2.10^{-14}\,\rho_D.$$

(1) M. WINTENBERGER, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 128.
(2) A. H. COTTRELL, *Dislocations and plastic flow in crystals*, p. 149, Oxford 1953.
(3) J. FRIEDEL, *Les dislocations*, p. 53 et 265. Gauthier-Villars, Paris 1956.

(*Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.*)

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Sur l'observation d'un type particulier de flammes de l'oxyde de carbone.* Note de MM. **HENRI JAMES** et **PAUL LAFFITTE**, présentée par M. Paul Pascal.

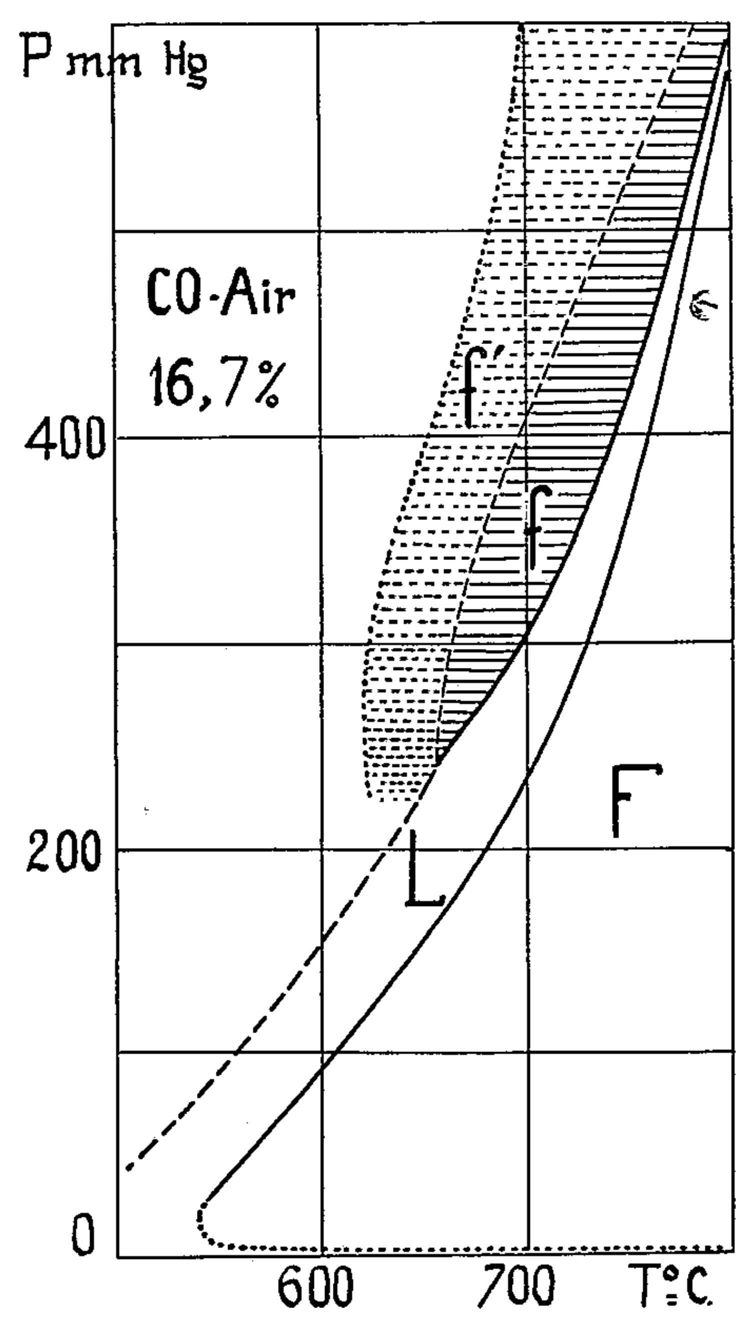
L'étude, par la méthode statique, de la combustion de mélanges d'oxyde de carbone et d'air a permis l'observation d'un type particulier de flammes de l'oxyde de carbone, dont le caractère déflagrant et la localisation éventuelle aux parois du réacteur apparaissent liés à l'existence d'un processus réactionnel hétérogène de haute pression.

L'étude de la combustion des mélanges gazeux combustibles présentant le phénomène des trois limites d'explosion introduit certaines difficultés expérimentales quant à la détermination des deuxième et troisième limites (1), (2), (3). On a tenté de remédier à ces difficultés par diverses méthodes (1), (2), (3), dont les résultats restent encore critiquables (4).

L'observation qui fait l'objet de cette Note a été effectuée sur la réaction oxyde de carbone-oxygène lors de l'étude que nous nous sommes proposée (5) concernant l'influence des parois sur les réactions de combustion et leur rôle dans les processus d'initiation. Nous avons utilisé (6) la méthode statique [réacteur en silice transparente (30 mm de diamètre et 120 mm de longueur)] et l'avons adaptée à l'étude des systèmes combustibles à trois limites par l'emploi de tubes de liaison de grand diamètre (10 mm), sauf en ce qui concerne le tube d'adduction à l'enceinte réactionnelle même, qui était cependant de 4 mm de diamètre. Cette disposition introduit un espace mort important, mais permet des introductions quasi instantanées et reproductibles, qui conduisent à des déterminations de deuxième limite comparables à celles obtenues par élévation de température utilisées couramment; elle permet aussi les déterminations plus délicates des zones de luminescence; elle nous a permis enfin l'observation d'un type particulier de flammes de l'oxyde de carbone.

La combustion de l'oxyde de carbone par la méthode statique permet généralement l'observation de deux types de phénomènes lumineux : la combustion explosive dont le domaine d'apparition dans le diagramme classique d'explosion (pression-température) est le diagramme à trois limites bien connu, et la luminescence, d'intensité généralement faible et de durée variable, dont le domaine d'apparition borde la limite supérieure (deuxième limite) du domaine d'explosion. Sur la figure ci-après sont

représentés les domaines respectifs F et L de ces deux phénomènes, obtenus pour un mélange d'oxyde de carbone et d'air de concentration en oxyde de carbone égale à 16,7 %. On doit noter que le phénomène de luminescence observé apparaît lié à la combustion « directe » de l'oxyde de carbone ([1]), ([3]), un séchage efficace (piégeage à la carboglace et à l'anhydride phosphorique) et prolongé (réserve d'oxyde de carbone maintenu sur l'anhydride phosphorique) ayant été effectué sur les réactifs utilisés, mais en dépendance d'une concentration relativement élevée en oxygène.



Nous avons représenté sur le même diagramme les zones d'apparition *f* et *f'*, au sein du mélange gazeux et sans retard appréciable, de deux nouveaux types de flammes qu'on distingue aisément des deux phénomènes lumineux précédemment cités, par leur caractère déflagrant marqué par une propagation relativement lente à l'intérieur du réacteur et dans le tube d'adduction, par leur couleur plus claire, comme lavée de blanc, et par leur forte intensité lumineuse. Ces deux types de flammes semblent apparentés l'un à l'autre par le fait que l'apparition du type *f'* marque l'atténuation du type *f* par localisation progressive de l'effet lumineux sur les parois du réacteur. A la limite de disparition vers les basses tempé-

ratures de la flamme du type *f'* cette localisation se traduit par l'existence d'un anneau lumineux étroit qui parcourt la longueur du réacteur, puis une partie du tube d'adduction, en bordant le contour des sections traversées.

Par la situation de leurs domaines d'existence, ces flammes particulières de l'oxyde de carbone pouvaient faire penser qu'on se trouvait en présence du phénomène de « combustion par entraînement » inhérent à la méthode expérimentale utilisée. Cependant certains caractères propres à ces flammes, joints aux remarques suivantes, nous incitent à penser que — sans pour autant constituer un phénomène entièrement indépendant d'un processus inductif, peut-être lié au domaine en péninsule — ce processus de combustion déflagrante se distingue nettement du processus explosif de caractère homogène existant au voisinage de la deuxième limite dans le domaine en péninsule. La zone de luminescence L, bordant la deuxième limite, se caractérise par une réaction relativement lente dont l'activité s'atténue progressivement lorsqu'on s'éloigne de la deuxième limite. L'existence même de cette zone de réaction lente séparant le domaine de flammes explosives du domaine de flammes déflagrantes, jointe au sens de variation de l'activité réactionnelle qui vient d'être défini, apparaît en contradiction avec l'idée d'un entraînement réactionnel.

La vitesse de la montée en pression lors de l'introduction du mélange gazeux dans le réacteur étant proportionnelle à tout instant à la différence existant entre la pression à l'intérieur du réacteur et celle de la réserve de mélange gazeux mise en communication, il apparaît que le processus d'entraînement devrait être maximum au voisinage (supérieur) de la deuxième limite d'explosion. Dans ce sens le phénomène de luminescence pourrait y être rattaché, mais non le phénomène déflagrant de grande activité, qui se situe vers des pressions supérieures.

La localisation, d'autant plus marquée que la pression croît ou que le phénomène déflagrant tend à s'atténuer par suite des conditions thermiques moins favorables à la réaction, nous conduit à émettre l'hypothèse d'une compétition existant entre le processus d'inhibition en phase gazeuse responsable de la deuxième limite et un processus promoteur hétérogène dont l'action sur les produits actifs de la combustion homogène (péninsule) pourrait rendre compte de la situation particulière du domaine d'existence du phénomène observé.

(1) G. HADMAN, H. W. THOMPSON et C. N. HINSHELWOOD, *Proc. Roy. Soc.*, A, 137, 1932, p. 87 et 138, 1932, p. 297.

(2) A. S. GORDON, *J. Chem. Phys.*, 20, 1952, p. 340.

(3) G. VON ELBE et B. LEWIS, *Fifth Symposium on Combustion*, Reinhold Publishing Corporation, New-York, 1955, p. 610.

([4]) W. L. Garstang et C. N. Hinshelwood, *Proc. Roy. Soc.*, A, 134, 1931, p. 1; D. R. Warren, *Fuel*, 33, 1954, p. 203.

([5]) J. Hasid, M. Destriau, H. James, B. Imelik et P. Laffitte, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 2239.

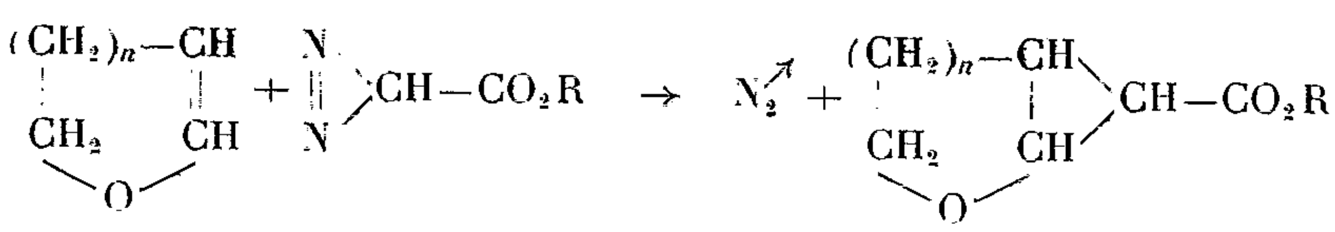
([6]) Expériences faites avec la collaboration de Mlle Dromard.

(*Sorbonne, Laboratoire de Chimie générale.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensation du diazoacétate d'éthyle avec le dihydro-5.6 γ-pyranne et avec le dihydro-4.5 furanne.* Note (*) de MM. **Raymond Paul** et **Serge Tchelitcheff**, présentée par M. Marcel Delépine.

On sait depuis Buchner ([1]) qu'en présence de cuivre le diazoacétate d'éthyle se condense sur les liaisons éthyléniques avec formation d'un noyau cyclopropanique, et récemment Diakonov ([2]), ([3]) a montré que cette réaction s'appliquait fort bien aux éthers vinyliques linéaires.

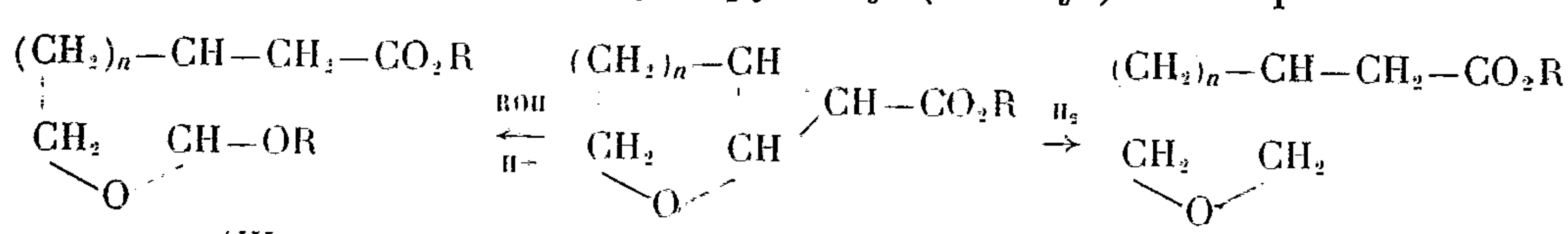
Au cours de recherches sur les tétrahydropyrannes et les tétrahydrofurannes substitués en position 3, nous avons constaté que le dihydro-5.6 γ-pyranne, aussi bien que le dihydro-4.5 furanne réagissaient de la même façon en donnant des dérivés cyclopropanotétrahydropyranniques, et tétrahydrofuranniques :



(I)

La réaction se fait aisément en faisant tomber peu à peu un mélange équimoléculaire d'époxyde et de diazoacétate d'éthyle (0,5 mol) dans un excès (1,5 mol) du même époxyde bouillant, additionné de sulfate cuivrique anhydre (0,4 g).

Dans tous les composés obtenus, le cycle triméthylénique est facilement ouvert, soit par hydrogénation catalytique (Ni Raney, 50 atm, 100°) avec formation de tétrahydropyrannyl (ou furyl)-3 acétate d'éthyle, soit encore par les alcools bouillants, en présence de 1 à 2 % d'acide chlorhydrique, avec production d'esters alcoxy-2 tétrahydropyrannyl (ou furyl)-3 acétiques

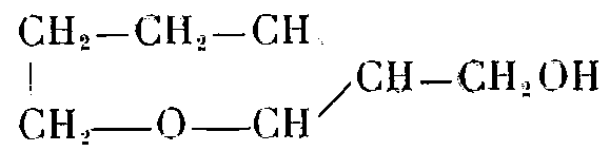


(III) (II)

1. A partir du dihydro-5.6 γ-pyranne, on obtient ainsi (Rdt 78 %) l'oxa-2 norcarane carboxylate-7 d'éthyle [(I), $n=2$, $R=C_2H_5$; E_{10} 108-110°;

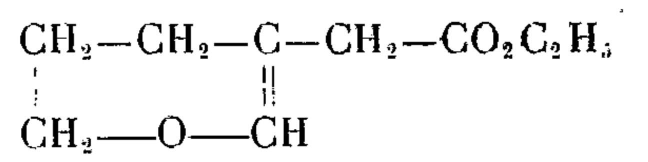
$d_4^{16,5}$ 1,085; $n_D^{16,5}$ 1,4712]; l'acide correspondant [(I), $n = 2$, R = H] forme des aiguilles fusibles à 108°.

Alors qu'avec l'hydrure de lithium-aluminium, cet ester conduit seulement à l'oxa-2 hydroxyméthyl-7 norcarane (É$_{20}$ 127-130°; $d_4^{19,5}$ 1,085; $n_D^{19,5}$ 1,4852; Rdt 80 %)

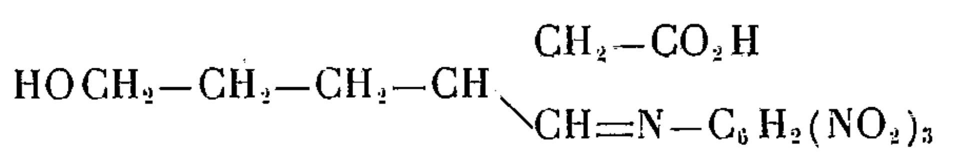


par hydrogénation catalytique, on obtient le tétrahydropyrannyl-3 acétate d'éthyle [(II), $n = 2$, R = C_2H_5; É$_{10}$ 99-100°; d_4^{11} 1,034; n_D^{11} 1,4508], qui donne par saponification l'acide tétrahydropyrannyl-3 acétique [(II), $n = 2$, R = H; É$_3$ 124-125°; $d_4^{17,5}$ 1,130; $n_D^{17,5}$ 1,4705].

L'oxa-2 norcaranecarboxylate-7 d'éthyle réagit à 40° sur l'éthanol à 2 % d'acide chlorhydrique, en donnant (Rdt 83 %) l'(éthoxy-2 tétrahydropyrannyl-3) acétate d'éthyle [(III), $n = 2$, R = C_2H_5; É$_2$ 95-96°; d_4^{18} 1,032, n_D^{18} 1,4431]; celui-ci distillé avec 1 % d'acide sulfurique conduit au dihydro-5.6 γ-pyrannyl-3) acétate d'éthyle (É$_{20}$ 128-130°; d_4^{26} 1,042; n_D^{26} 1,4518)



L'acide (éthoxy-2 tétrahydropyrannyl-3) acétique (É$_2$ 130-131°; $d_4^{23,5}$ 1,105; $n_D^{23,5}$ 1,4552) et l'acide (dihydro-5.6 γ-pyrannyl-3) acétique (F 58-60°), qu'on obtient sans difficulté à partir des deux esters précédents, réagissent avec une solution sulfurique de dinitro-2.4 phénylhydrazine, pour donner la dinitro-2.4 phénylhydrazone de l'hydroxypropyl-2 butanal-1 oïque-4, fusible à 138-141° :

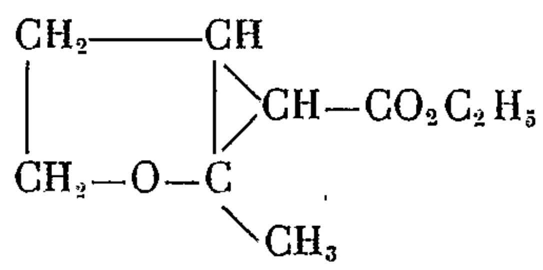


2. Avec le dihydro-4.5 furanne, le diazoacétate d'éthyle donne (Rdt 76 %) l'oxa-2 bicyclo-(1.6.5) pentanecarboxylate-6 d'éthyle (4) [(I), $n = 1$, R = C_2H_5; É$_{10}$ 95-97°; $d_4^{22,5}$ 1,104; $n_D^{22,5}$ 1,4661]; l'acide correspondant [(I), $n = 1$, R = H] fond à 84°.

L'hydrogénation catalytique de cet ester conduit au tétrahydrofuryl-3 acétate d'éthyle (É$_{10}$ 91-93°; $d_4^{26,5}$ 1,045; $n_D^{26,5}$ 1,4351), à partir duquel on a obtenu l'acide tétrahydrofuryl-3 acétique (É$_2$ 111-113°; d_4^{22} 1,163; n_D^{22} 1,4603) dont l'ester p-bromophénacylique fond à 66°.

Avec l'éthanol à 3 % d'acide chlorhydrique, il se forme (Rdt 87 %) vers 40° l'(éthoxy-2 tétrahydrofuryl-3) acétate d'éthyle [(III), $n = 1$, R = C_2H_5; É$_{20}$ 124-126°; d_4^{24} 1,033; n_D^{24} 1,4327] donnant par saponification l'acide (éthoxy-2 tétrahydrofuryl-3) acétique (É$_2$ 114-117°; $d_4^{20,5}$ 1,139; $n_D^{20,5}$ 1,4548).

3. Le méthyl-2 dihydro-4.5 furanne réagit de la même façon : on obtient (Rdt 79 %) l'oxa-2 méthyl-1 bicyclo-(1.6.5) pentanecarboxylate-6 d'éthyle (É$_{10}$ 92-94°; $d_4^{22,5}$ 1,051; $n_D^{22,5}$ 1,4658) :



On obtient d'ailleurs ce même ester en partant du méthylène-2 tétrahydrofuranne ([5]), ce qui montre une fois de plus combien ce composé peut s'isomériser facilement en méthyl-2 dihydro-4.5 furanne.

Hydrogéné, cet ester conduit (Rdt 76 %) au (méthyl-2 tétrahydrofuryl-3) acétate d'éthyle (É$_{10}$ 94-96°; d_4^{23} 1,010; n_D^{23} 1,4399), d'où l'on passe à l'acide (méthyl-2 tétrahydrofuryl-3) acétique (É$_2$ 116-117°; $d_4^{23,5}$ 1,117; $n_D^{23,5}$ 1,4580), dont l'ester *p*-bromophénacylique fond à 86°.

On voit donc par ces exemples, que cette méthode est l'une des meilleures dont on dispose pour atteindre les dérivés substitués en 3 des séries tétrahydropyranniques et tétrahydrofuranniques.

(*) Séance du 27 mai 1957.

([1]) *Ber. Chem. Ges.*, 37, 1904, p. 1931.

([2]) *J. Chim. Gén. Russe*, 19, 1949, p. 1891.

([3]) DIAKONOV et LOUGOVTZOV, *ibid.*, 21, 1951, p. 839.

([4]) Bien que l'Union Internationale de Chimie ait recommandé le système de von Baeyer pour la nomenclature des hydrocarbures bicycliques (*Bull. Soc. Chim.*, 1957, p. 20), nous adopterons le système de V. Grignard, dont les avantages sont incontestables comme l'ont d'ailleurs fait ressortir G. Dupont et R. Locquin (*Traité de Chimie Organique*, 17, fasc. I, p. 846).

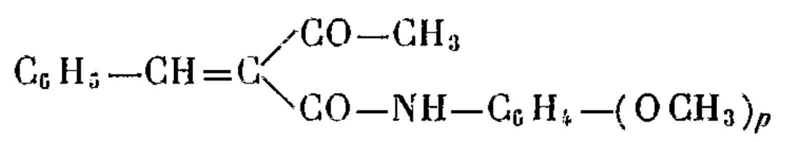
([5]) R. PAUL et S. TCHELITCHEFF, *Bull. Soc. Chim.*, 1950, p. 520.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Condensations des acétylacéto ortho- et para-anisidides avec le benzaldéhyde et le formol.* Note de MM. **Paul Pastour** et **Claude Sétier**, présentée par M. Marcel Delépine.

En présence de pyridine l'acétylacéto *o*-anisidide donne, avec le formol et le benzaldéhyde, des δ-dicétones cyclisables en cyclohexanolones sous l'influence de la pipéridine. L'acétylacéto *p*-anisidide se comporte de même avec le formol mais, avec le benzaldéhyde, et en présence de pyridine, conduit à un produit de condensation éthylénique.

L'acétylacétanilide réagit aisément avec les aldéhydes ([1]) et nous décrivons les résultats obtenus en condensant ses dérivés ortho- et para-méthoxylés avec le benzaldéhyde et le formol. Les condensations ont été conduites comme celles

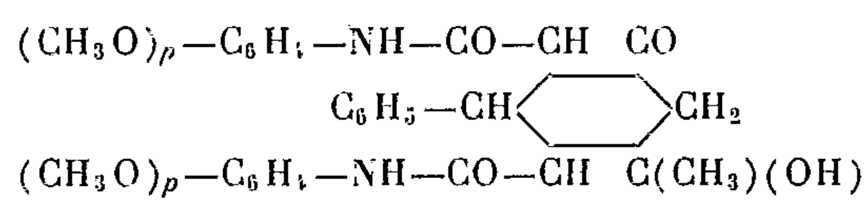
de l'acétylacétanilide [1], [2]. L'acétylacéto *p*-anisidide se comporte exactement comme ce dernier composé. Avec le benzaldéhyde, en présence de pyridine, il se forme du benzylidène acétylacéto para-anisidide,



(I)

Paillettes incolores. F 145° C. $\lambda\lambda_{max}$ 258 mμ; 289 mμ. Analyse : $C_{18}H_{17}NO_3$, calculé %, C 73,22; H 5,76; N 4,74; trouvé %, C 73,0; H 6,0; N 4,9.

En présence de pipéridine, deux molécules d'acétylacéto para-anisidide se condensent avec une molécule de benzaldéhyde et, au lieu d'isoler la δ-dicétone, on obtient la cyclohexanolone qui en dérive :

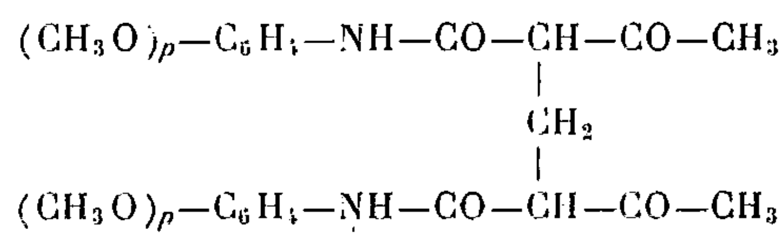


(II)

*Phényl-2 dicarboxy p-anisidide-*1,3 *hydroxy-*4 *méthyl-*4 *cyclohexanone-*6. — Fines aiguilles incolores. F 241° (chauffage progressif); λ_{max} 253 mμ. Analyse : $C_{29}H_{30}N_2O_6$, calculé %, C 69,32; H 5,97; N 5,57; trouvé %, C 69,7; H 6,0; N 5,8.

Phénylhydrazone. — Fines aiguilles incolores. F 246°; se dissout en violet foncé dans l'acide sulfurique concentré. Analyse : $C_{35}H_{36}N_4O_5$. Calculé %, N 9,45; trouvé %, N 9,3.

Avec le formol on obtient, en présence de pyridine, la δ-dicétone :



(III)

Méthylène bis-acétylacéto p-anisidide. — Longs parallélépipèdes incolores. F 193°. Analyse : $C_{23}H_{26}N_2O_6$, calculé %, N 6,57; trouvé %, N 6,7.

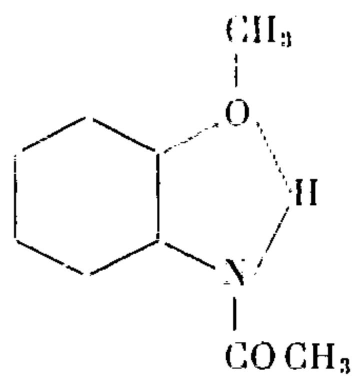
Cette dicétone se cyclise en cyclohexanolone homologue de (II) lorsque, en solution dans l'alcool à l'ébullition, on la soumet à l'influence catalytique de la pipéridine.

*Dicarboxy p-anisidide-*1,3 *hydroxy-*4 *méthyl-*4 *cyclohexanone-*6. — Fines aiguilles incolores. F 241°. Analyse : $C_{23}H_{26}N_2O_6$, calculé %, N 6,57; trouvé %, N 6,6; 6,7.

Aucune anomalie n'est à signaler dans les condensations de l'acétylacéto *o*-anisidide lorsque le catalyseur est la pipéridine. Par contre, en présence de pyridine, il se forme bien, avec le formol, le méthylène bis acétylacéto *o*-anisi-

dide, mais on n'a pas obtenu le benzylidène acétylacéto *o*-anisidide avec l'aldéhyde benzoïque : on isole exclusivement le benzylidène bis acétylacéto *o*-anisidide. Ce résultat est étonnant si on le compare à ceux que l'on obtient avec l'acétylacétanilide, ses dérivés méthylés et *p*-méthoxylé.

Il faut en rechercher la cause dans l'influence du groupe $—OCH_3$ placé en ortho de la fonction anilide. Étudiant les spectres ultraviolets des dérivés N acétylés des *o*-, *m*- et *p*-anisidines, Herbert E. Ungnade ([3]) constate l'existence de deux bandes à 224 et 280 mμ pour le dérivé ortho et d'une seule bande à 249 mμ pour le dérivé para. Il suggère que la structure probable du dérivé *o* est la suivante :



Cette chélation n'est évidemment pas possible avec le dérivé para. Or l'acétylacéto *o*-anisidide a un spectre également caractérisé par deux maximums à 245 et 283 mμ tandis que l'on ne trouve qu'un seul maximum à 252 mμ dans le spectre de l'acétylacéto *p*-anisidide; ce dernier spectre ressemble ainsi à celui de l'acétylacétanilide.

Il y a donc lieu de penser que l'acétylacéto *o*-aniside est également chélaté et que cette chélation est la cause principale de la plus grande réactivité de ce composé. Nous nous proposons d'ailleurs de vérifier cette hypothèse en étudiant les condensations des dérivés *o*- et *p*-hydroxylés, *o*- et *p*-chlorés de l'acétylacétanilide avec le benzaldéhyde.

Voici la description des composés isolés : on a obtenu des δ-dicétones de type (III) en présence de pyridine et des cyclohexanolones de type (II) en présence de pipéridine. Ces dernières s'obtiennent aussi par cyclisation des cyclohexanolones déjà formées, toujours sous l'influence de la pipéridine.

1° *Benzylidène bis-acétylacéto o-anisidide* [homologue de (III)]. — Losanges incolores. F 115-116° C. Analyse : $C_{29}H_{30}N_2O_6$, calculé %, C 69,32; H 5,97; N 5,57; trouvé %, C 68,7-68,5; H 6,0-6,1; N 5,7.

Par action de la phénylhydrazine on obtient la benzylidène bis-phényl-1 méthyl-3 pyrazolone-5 identifiée avec un composé préparé séparément.

2° *Phényl-2 dicarboxy o-anisidide-1,3 hydroxy-4 méthyl-4 cyclohexanone-6.* — Losanges incolores. F 248° C. $\lambda\lambda_{max}$ 247 mμ; 282 mμ. Analyse : $C_{29}H_{30}N_2O_6$, calculé %, C 69,32; H 5,97; N 5,57; trouvé %, C 68,8; H 6,2; N 5,8.

Phénylhydrazone : Fines aiguilles. F 226° C. Se dissout en violet foncé dans SO_4H_2 concentré. Analyse : $C_{35}H_{36}N_4O_5$, calculé %, N 9,45; trouvé %, N 9,4.

3° *Méthylène bis-acétylacéto o-anisidide.* — Fines aiguilles incolores. F 169° C. Analyse : $C_{23}H_{26}N_2O_6$, calculé %, C 64,78; H 6,09; N 6,57; trouvé %, C 65,0; H 6,3; N 6,7.

Bis-phénylhydrazone : Fines paillettes incolores. F 185° C. Analyse : $C_{35}H_{38}N_6O_4$, calculé %, N 13,85; trouvé %, N 13,8.

4° *Dicarboxy o-anisidide*-1,3 *hydroxy*-4 *méthyl*-4 *cyclohexanone*-6. — Losanges incolores. F 206° C. $\lambda\lambda_{max}$ mμ; 283 mμ. Analyse : $C_{23}H_{26}N_2O_6$, calculé %, N 6,57; trouvé %, N 6,7.

(1) P. Pastour, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1094.
(2) P. Pastour, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1974.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 5134.

(*École Nationale d'Ingénieurs Arts et Métiers, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Ionisation des acides benzoïques orthosubstitués et de leurs homologues paratoluiques.* Note de MM. **Daniel Peltier** et **Maurice Conti**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs comparent les constantes d'ionisation des acides benzoïques orthosubstitués et de leurs homologues paratoluiques. Les résultats mettent en évidence une exaltation de l'effet mésomère du groupe *p*-CH_3, due à la présence d'un substituant en ortho du groupe carboxylique.

Dans le cadre d'une étude générale sur l'interaction des substituants du noyau benzénique (1), (2), nous avons mesuré les constantes thermodynamiques d'ionisation, à 20° C, en solution hydroalcoolique à 1 % d'éthanol en volume, des acides benzoïques substitués en ortho par les groupements : NO_2, Cl, Br, I, OH, OCH_3, $NHCOCH_3$, NH_2 et de leurs homologues paratoluiques. Les mesures ont été faites par titrage électrométrique, à l'aide d'un potentiomètre Métrohm, type E 187; les concentrations étaient de M/1000. La précision des résultats est estimée à ± 0,02 unité pK, sauf en ce qui concerne les acides aminés; elle est alors seulement de l'ordre de 0,05 unité pK.

Il ressort des tableaux I et II que, sauf dans le cas du substituant $NHCOCH_3$, la différence entre le pK de l'acide benzoïque substitué en — 2 par le groupement X et le pK de son homologue paratoluique ($pK_{bX} - pK_{tX}$) est toujours, en valeur absolue, supérieure à l'écart 0,16 trouvé pour X = H.

Les actions des groupes X-2 et CH_3-4 sur l'ionisation du groupe carboxylique ne sont pas additives; on retrouve ici le phénomène d'exaltation de l'effet mésomère du substituant-4, déjà signalé dans le cas des acides orthotoluiques parasubstitués (1).

Ce phénomène, propre aux composés possédant un substituant X en ortho du groupe carboxylique (2), est général quel que soit X, et sa grandeur semble bien être fonction de l'encombrement spatial du groupe X.

TABLEAU I.

	F(*) (°C).	pK références.	pK trouvé.	K.10⁵.
Acide benzoïque	121	4,20 (3)	4,24	5,75
» nitro-2 benzoïque	147	2,17 (3)	2,47	339
» chloro-2 »	141	2,94 (3)	3,03	93,3
» bromo-2 »	149	2,85 (3)	2,88	132
» iodo-2 »	162	2,86 (3)	2,93	118
» hydroxy-2 »	160	3,00 (3)	3,08	83,2
» méthoxy-2 »	100	4,09 (3)	4,13	7,41
» acétamino-2 »	188	–	3,61	24,6
» amino-2 »	147	5,00 (4)	4,77 (**)	1,70

TABLEAU II.

	F(*) (°C).	pK références.	pK trouvé.	K.10⁵.
Acide méthyl-4 benzoïque	185	4,37 (3)	4,40	3,98
» nitro-2 méthyl-4 benzoïque	163	–	2,68	209
» chloro-2 » »	157	–	3,27	53,7
» bromo-2 » »	143	–	3,09	81,3
» iodo-2 » »	134	–	3,20	63,1
» hydroxy-2 » »	178	–	3,29	51,3
» méthoxy-2 » »	104	–	4,38	4,17
» acétamino-2 » »	187	–	3,73	18,6
» amino-2 » »	183	–	5,04 (**)	0,91

(*) Tous les points de fusion sont mesurés au bloc chauffant de Köfler.

(**) Il a été tenu compte des ions $^{+}NH_3ArCO_2H$ et $^{+}NH_3ArCO_2^{-}$; la constante K représente l'ionisation du groupe carboxylique, sous l'influence du substituant NH_2 supposé invariable.

(1) D. PELTIER, *Thèse*, Rennes, octobre 1956.

(2) D. PELTIER et M. KERDAVID, *Comptes Rendus*, 243, 1956, p. 2086.

(3) DIPPY et LEWIS, *J. Chem. Soc.*, 1936, p. 644 et 1937, p. 1425; DIPPY et PAGE, *ibid.*, 1938, p. 358.

(4) FIESER et FIESER, *Organic Chemistry*, Reinhold Publishing Corporation, New-York, 1950, p. 695.

(*Laboratoire de Chimie, Faculté des Sciences, Rennes.*)

CRISTALLOGRAPHIE. — *Structure du violurate de rubidium.*

Note (*) de M. **HUGUES GILLIER**, transmise par M. Paul Pascal.

L'acide violurique de formule $C_4O_4N_3H_3$ donne, en solution aqueuse et en quantité stoechiométrique avec le carbonate de rubidium, des cristaux de couleur bleu pur, présentant la forme d'un prisme très aplati.

D'après les diagrammes de Weissenberg, le violurate de rubidium a le

groupe spatial P$\bar{1}$. Les paramètres de la maille ont pour valeur :

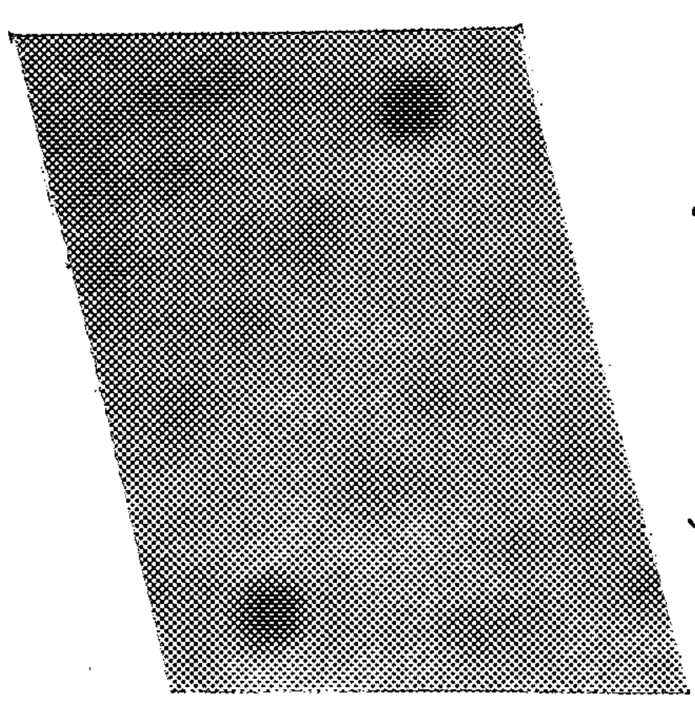
$$a = 4{,}80\ \text{Å} \pm 0{,}02\ \text{Å}, \qquad \alpha = 103^\circ 10' \pm 30';$$
$$b = 7{,}85\ \text{Å} \pm 0{,}02\ \text{Å}, \qquad \beta = 90^\circ 45' \pm 30';$$
$$c = 9{,}61\ \text{Å} \pm 0{,}03\ \text{Å}, \qquad \gamma = 111^\circ \quad \pm 30';$$

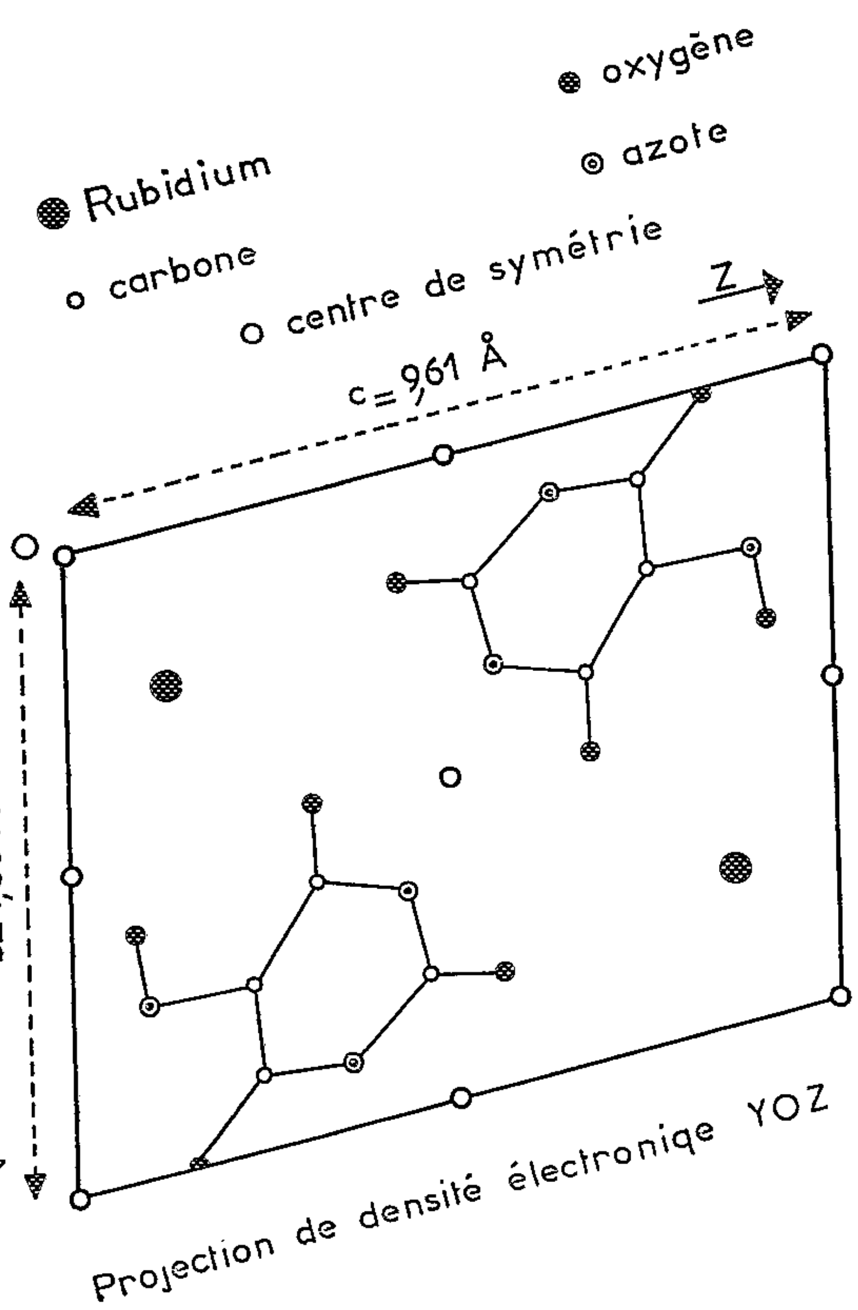
le nombre de deux molécules par maille exigé par le groupe spatial a été confirmé par une étude de densité.

Les intensités des taches enregistrées sur des films superposés ont été mesurées à l'aide d'un densitomètre Huet. Elles ont été corrigées du facteur de Lorentz-polarisation, mais aucune correction d'absorption n'a été faite.

La structure proprement dite a été abordée par la méthode de l'atome lourd qui a permis de localiser avec efficacité la molécule.

Les projections de densité électronique ont été effectuées au moyen du photosommateur harmonique (*fig.* 1 *a*, 1 *b*, § 2 et 3).





Les coordonnées atomiques dont les valeurs en fraction de maille sont indiquées dans le tableau suivant, ont été améliorées par les séries différences de Cochran.

	x.	y.	z.		x.	y.	z.
Rb.....	0,361	0,245	0,1285	N_2......	0,700	0,900	0,362
O_1.....	0,185	0,616	0,083	C_3......	0,610	0,797	0,467
N_1.....	0,092	0,734	0,100	O_3......	0,708	0,818	0,563
C_1.....	0,255	0,741	0,236	N_3......	0,292	0,658	0,440
C_2.....	0,530	0,885	0,245	C_4......	0,115	0,605	0,320
O_2.....	0,635	0,995	0,162	O_4......	0,113	0,480	0,315

Les calculs effectués à partir des coordonnées ont mené aux conclusions suivantes :

1° L'ion rubidium est entouré de six atomes d'oxygène appartenant à 5 mol différentes. Les valeurs des liaisons $Rb^+ — O$, évaluées en angströms sont de 2,77, 2,79, 2,84, 2,98, 3,10, 3,11. La précision calculée par la méthode statistique des ajustements linéaires, comme l'a proposé M. Rimsky, est de 0,04 Å.

2° La partie organique de la molécule est plane, (*fig.* 4); la distance de chacun des atomes au plan moyen calculé par la méthode des moindres carrés est comprise dans le domaine d'erreur (0,1 Å).

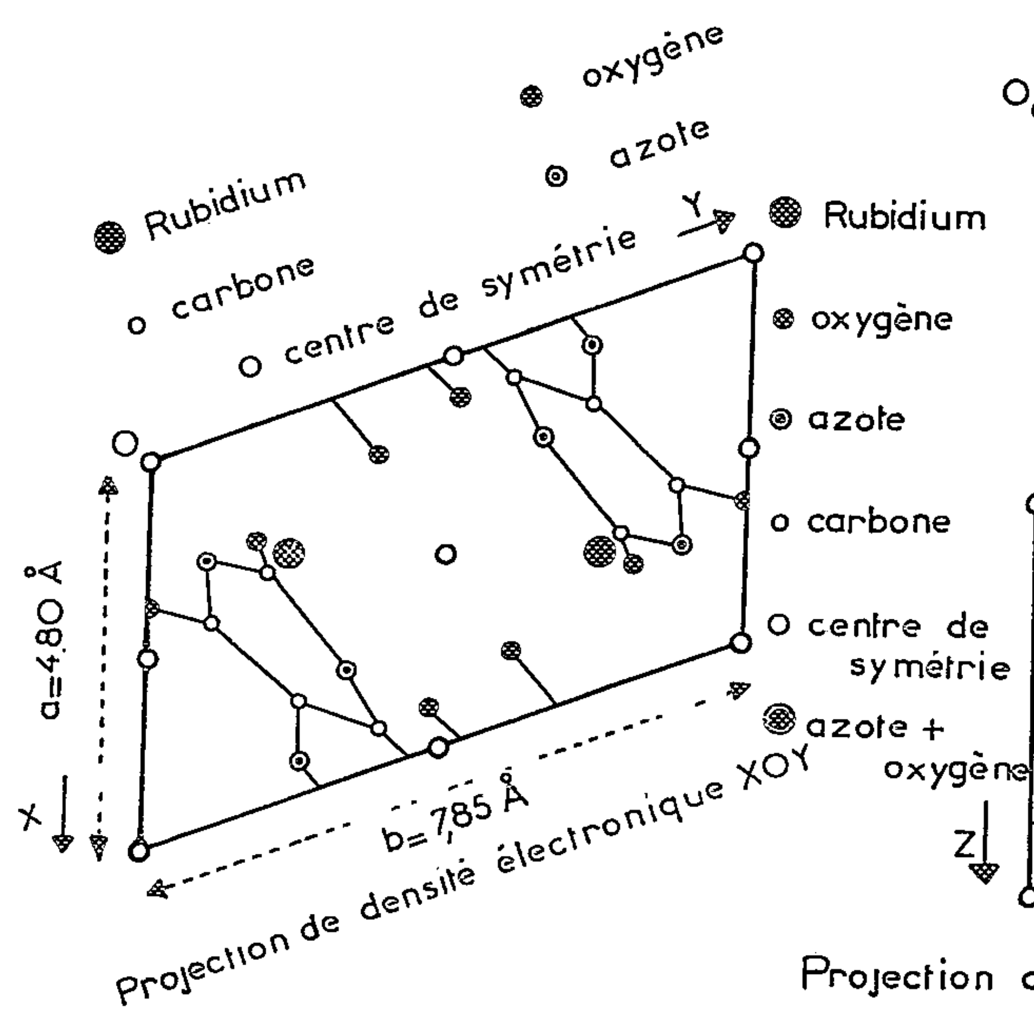


Fig. 2.

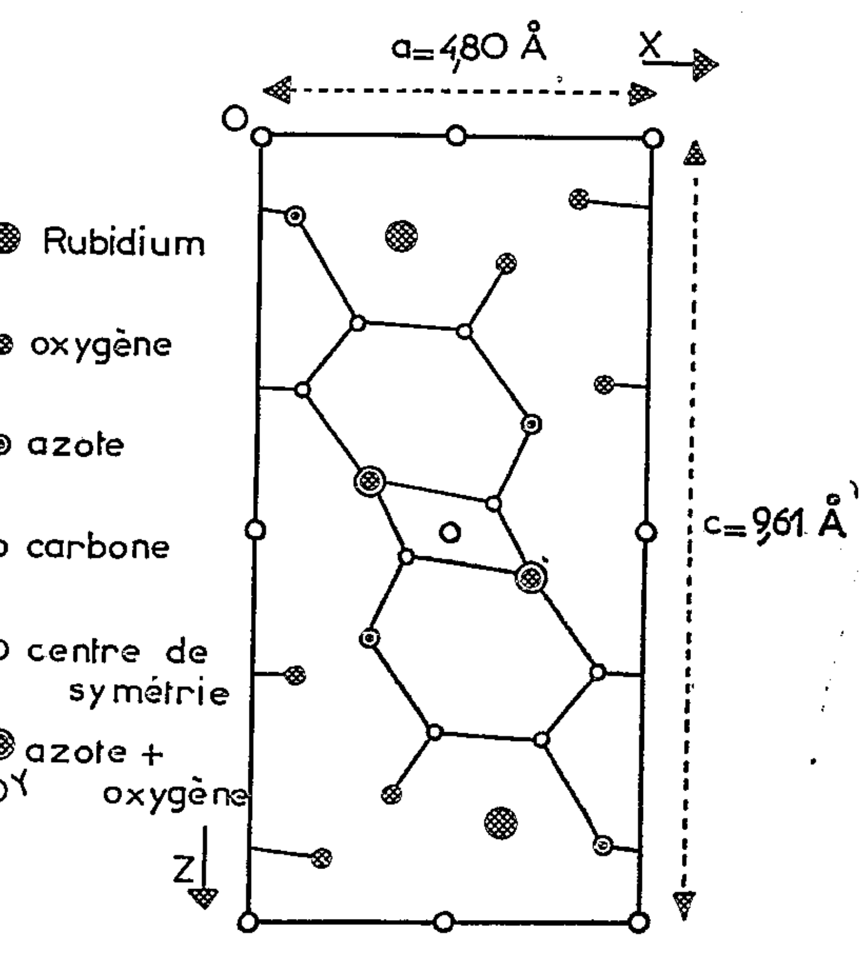


Fig. 3.

On ne peut pas dire que l'ion rubidium, lié à six atomes d'oxygène appartenant à cinq molécules différentes, soit uni à une molécule plutôt qu'à une autre. Toutefois, sur cinq molécules, une seule possède deux atomes d'oxygène liés à ce même atome de rubidium, les forces des liaisons étant inégales : forte (2,84 Å) avec l'oxygène d'une fonction cétonique, elle est

plus faible (3,10 Å) avec l'oxygène de la fonction oxime. En adoptant cette formule schématique, nous sommes amenés à attribuer au violurate de rubidium, sel bleu, la formule adoptée par Hantzsch pour les sels rouges.

(*) Séance du 20 mai 1957.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Sur quelques composés isomorphes de l'eulytine.* Note (*) de M. **André Durif**, présentée par M. Charles Mauguin.

On met en évidence la possibilité de substituer totalement les groupements tétraédriques (GeO_4), (CrO_4), (SO_4), (VO_4), (AsO_4) et (PO_4) aux groupements (SiO_4) dans l'eulytine $Si_3Bi_4O_{12}$ seul représentant jusqu'alors connu d'un type de structure. L'équilibre électrostatique est conservé en remplaçant totalement ou partiellement les ions Bi^{+++} par des ions Pb^{++}. Six composés nouveaux isomorphes de l'eulytine sont décrits.

L'eulytine ou agricolite est un silicate de bismuth : $3\,SiO_2$, $2\,Bi_2O_3$ qui cristallise dans le système cubique. D'après G. Menzer ([1]) ce composé appartient au groupe d'espace $T_d^6 - I\,\bar{4}3\,d$ avec une maille variant selon les échantillons recueillis entre $a = 12\,274$ Å et $a = 10\,298$ Å ([2]). G. Menzer la décrit dans le groupe d'espace ci-dessus avec $Z = 4$ et

$$\left.\begin{array}{l} 12\,\mathrm{Si}\ \mathrm{en}\ (a) \\ 16\,\mathrm{Bi}\ \mathrm{en}\ (c) \end{array}\right\{ \begin{array}{l} (0,0,0);\ (1/2,\ 1/2,\ 1/2) + 3/8,\ 0,\ 1/4;\ 1/8,\ 0,\ 3/4 \circlearrowleft x,\ x,\ x;\ 1/2 + x,\ 1/2 - x, \\ \bar{x} \circlearrowleft 1/4 + x,\ 1/4 + x,\ 1/4 + x;\ 3/4 + x,\ 1/4 - x,\ 3/4 - x \circlearrowleft \text{avec } x = 0{,}0835. \end{array}$$

$$48\,\mathrm{O}\ \mathrm{en}\ (e) \left\{ \begin{array}{l} x,\ y,\ z;\ 1/2 + x,\ 1/2 - y,\ \bar{z};\ \bar{x},\ 1/2 + y,\ 1/2 - z \circlearrowleft 1/2 - x,\ \bar{y},\ 1/2 + z; \\ 1/4 + y,\ 1/4 + x,\ 1/4 + z;\ 3/4 + y,\ 1/4 - x,\ 3/4 - z \circlearrowleft 3/4 - y,\ 3/4 + x, \\ 1/4 - z;\ 1/4 - y,\ 3/4 - x,\ 3/4 + z \circlearrowleft \text{avec } x = -0{,}035;\ y = 0{,}125;\ z = 0{,}284. \end{array}\right.$$

Les paramètres d'oxygène sont connus avec peu de précision. L'arrangement est caractérisé par des groupements tétraédriques isolés (SiO_4) qui forment autour des atomes de Bi un voisinage octaédrique d'oxygène très irrégulier.

Dans la premiére partie de ce travail nous avons étudié la substitution de Si par Ge dans l'eulytine. Le bioxyde de germanium se comportant tantôt comme SiO_2, tantôt comme TiO_2 on pouvait s'attendre pour le composé hypothétique $(GeO_4)_3Bi_4$ à trouver soit une structure analogue au titanate de bismuth orthorhombique, soit une structure du type eulytine. Nous avons substitué progressivement Si par Ge en effectuant quatre préparations de formules $(Ge_xSi_{1-x}O_4)_3Bi_4$ avec $x = 1/4$, $1/2$, $3/4$, 1. Leurs diagrammes Debye-Scherrer sont caractéristiques d'une maille de type eulytine. Le germanate de bismuth ($x = 1$) est donc isomorphe de l'eulytine. Les paramètres des solutions solides entre le germanate et le silicate varient régulièrement (tableau I) le terme final $(GeO_4)_3Bi_4$ ayant une maille cubique caractérisée par

$$a_0 = 10{,}527\ \text{Å}, \qquad Z = 4\,U_x = 1\,166\,6\ \text{Å}^3, \qquad D_x = 7{,}049\ \text{g/cm}^3.$$

L'étude du système $GeO_2 - Bi_2O_3$ nous a montré que ce composé est le seul existant dans ce système.

TABLEAU I.

x....	0.	1/4.	1/2.	3/4.	1.
a_0..........	10,300	10,362	10,414	10,467	10,527

D'autres substitutions sont possibles qui montrent que ce type de structure n'est pas réservé aux seuls silicate et germanate. C'est ainsi que nous avons réussi à substituer aux groupements (SiO_4) en plus des groupements (GeO_4) les groupements suivants : (PO_4), (VO_4), (AsO_4), (SO_4), (CrO_4). L'équilibre électrostatique est rétabli par une substitution partielle ou totale des ions Bi^{+++} par des ions Pb^{++} dont les rayons sont très voisins. Dans le tableau II sont réunis les mailles volumes moléculaires et densités aux rayons X d'une série de cinq composés, isomorphes de l'eulytine.

TABLEAU II.

Formules.	Mailles (Å).	Densité X (g/cm³).	Volumes moléculaires (Å³).
$(PO_4)_2Pb_3$, SO_4Pb (3)...........	10,443	6,466	284,6
$(PO_4)_2Pb_3$, CrO_4Pb (3)...........	10,514	6,444	290,6
$(PO_4)_2Pb_3$, PO_4Bi................	10,364	6,615	278,3
$(VO_4)_2Pb_3$, VO_4Bi...............	10,733	6,276	309,1
$(AsO_4)_2Pb_3$, AsO_4Bi............	10,668	6,781	303,5

Les combinaisons données dans le tableau III et réalisées dans les mêmes conditions possèdent toutes la structure de l'eulytine, mais doivent être considérées comme des solutions solides des trois derniers composés du tableau II.

TABLEAU III.

Formules.	Mailles (Å).	Densité X (g/cm³).	Volumes moléculaire (Å³).
$(PO_4)_2Pb_3$, VO_4Bi..............	10,479	6,516	287,6
$(PO_4)_2Pb_3$, AsO_4Bi.............	10,470	6,668	286,9
$(VO_4)_2Pb_3$, PO_4Bi..............	10,609	6,389	298,5
$(VO_4)_2Pb_3$, AsO_4Bi.............	10,715	6,437	307,6
$(AsO_4)_2Pb_3$, PO_4Bi.............	10,578	6,711	295,9
$(AsO_4)_2Pb_3$, VO_4Bi.............	10,692	6,606	305,6

Tous ces composés syncristallisent à la fois avec le silicate et le germanate de bismuth. A titre d'exemple le tableau IV montre l'évolution de la maille dans le cas d'une série de solutions solides entre le vanadate de plomb-bismuth et le germanate de bismuth de formules

$$[(VO_4)_3Pb_3Bi]_{1-x}[(GeO_4)_3Bi_4]_x.$$

TABLEAU IV.

x......	0.	1/4.	1/2.	3/4.	1.
a_0.........	10,733	10,691	10,638	10,584	10,527

Nos essais de substitutions des groupements (SiO_4) par des groupements (WO_4) et (MoO_4) sont restés infructueux probablement parce qu'en général ces derniers se présentent sous la forme de tétraèdres assez fortement déformés.

En conclusion nous avons montré par l'exemple de l'eulytine que d'une manière générale la substitution des groupements (SiO_4) par des groupements (XO_4) est réalisable pourvu que ces groupements soient des tétraèdres réguliers et que l'équilibre électrostatique soit respecté.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) *Z. Kristallogr.*, 76, 1930, p. 454; *Zbl. Min. Geol. Paläont.* (A), 1930, p. 459-460; *Z. Kristallogr.*, 78, 1931, p. 136-163; *Fortschr. Min.*, 15, 1931, p. 67.

(2) *Z. Kristallogr.*, 106, 1945, p. 34-49. Un silicate synthétique préparé par nous présente une maille $a_0 = 10,300$ Å.

(3) Un fascicule publié par la Shell Petroleum Company *X Ray diffraction of lead compounds* signale l'existence de deux composés dont l'analyse chimique semble correspondre avec nos formules.

(*Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du métal, Institut Fourier, Grenoble.*)

GÉOLOGIE. — *Données nouvelles sur la minéralisation du Lias dans le Détroit poitevin.* Note de M. **Jean Gabilly**, présentée par M. Pierre Pruvost.

De nouveaux indices superficiels de silicification et de minéralisation (barytine, fluorine, galène, blende et pyrite) ont été reconnus. La plupart peuvent être reliés, comme les gîtes minéralisés déjà connus, à des failles de faible rejet, satellites des grandes fractures limitatives des horst de Ligugé, de Champagné-Saint-Hilaire, de l'Arpatereau et de Montalembert.

Les gîtes métallifères de substitution dans les dolomies, les calcaires et les grès du Lias poitevin (type téléthermal) ont attiré depuis longtemps l'attention des géologues (1), (2), (3). La découverte de nouveaux affleurements minéralisés, depuis la bordure du Massif vendéen jusqu'à celle du Limousin, montre l'ampleur de ces manifestations hydrothermales qui se sont étendues à toute la région, avec cependant des intensités variables suivant les structures. Certains de ces indices, signalés dès leur découverte au Bureau des Recherches géologiques, géophysiques et minières, ont retenu l'attention de cet organisme et peuvent présenter un intérêt économique.

En contournant la *bordure du Massif vendéen*, on trouve successivement du Nord-Est au Sud-Ouest :

1° De la barytine crêtée massive avec de rares cristaux de fluorine, en lentille au toit du Charmouthien, immédiatement au Sud de Lamairé (Deux-Sèvres), c'est-à-dire sur le prolongement du horst de Ligugé-La Ferrière. Dans la même direction vers le Nord-Ouest, près de Louin, une faille de direction Ouest-Nord-Ouest-Est-Sud-Est, avec regard au Nord comme dans le cas des failles de Ligugé, met en contact l'Aalénien et le substratum primaire;

2° A l'Ouest de Sanxay, rive gauche de la Vonne, sur le prolongement de la faille de Voulon (horst de Champagné), se trouve un massif de Lias inférieur et moyen silicifié et minéralisé (fluorine, barytine, pyrite, quartz) sur plusieurs centaines de mètres. Dans la haute vallée de la Vonne, il y a aussi du Charmouthien minéralisé à Coutières et à Vautebis (²);

3° Près de la Lande, au Nord de Clavé, sur le prolongement de la faille de Saint-Pardoux, le Domérien est silicifié. Vers le Sud-Est suivant une direction Sud-armoricaine, on a trouvé du Lias moyen silicifié et minéralisé à La Fragnée, au Sud-Ouest de Fomperron (²);

4° Dans l'ancienne carrière de la Roussière, à l'Est de Verruyes, en bordure du voussoir de l'Arpatereau, le Charmouthien, de faciès normal, contient d'assez nombreux cristaux de galène (forme a^1 notamment). Ce secteur peut présenter un intérêt économique en raison de la présence du plomb et de l'épaisseur appréciable du Lias moyen. A 1,500 km au Nord-Ouest, suivant une direction Sud-armoricaine, J. Welsch a signalé de la galène et de la barytine (²) au Vieux-Verruyes;

5° Le gîte d'oligiste « exploitable » signalé par Cacarié (⁴) près de Nanteuil, à l'Est de Saint-Maixent, dans un grès du Lias, est à relier au passage de la faille d'Exireuil;

6° En bordure de l'anticlinal de Montalembert-Saint-Pompain, quelques filonnets-couches de barytine sont intercalés, au niveau de la discordance, entre le Dévonien et l'Hettangien du Moulin de la Vergnée, à l'Est de la Ville-Dé-d'Ardin. Les marbres sous-jacents renferment aussi des traces de barytine. G. Mathieu (³) a signalé vers l'Ouest, sur le trajet du même anticlinal, une importante silicification du Lias entre Saint-Hilaire-des-Loges et Saint-Pompain;

7° Les phénomènes de silicification et de minéralisation du Lias s'observent également, le long de l'anticlinal de Boisse-Melle-Sérigny, dans plusieurs carrières entaillant le Charmouthien. A la base de celle de Beausoleil, au Nord-Est de Thorigné, le Lias inférieur, non signalé sur la carte géologique, est ramené à l'affleurement par un petit anticlinal; Sinémuro-hettangien et Charmouthien y présentent des passées siliceuses avec filons-couches de barytine et nombreux cubes de fluorine jaune; dans les zones jaspérisées, le « calcaire jaune nankin » passe latéralement à un faciès rappelant la « caillebotine ».

L'un des deux « massifs siliceux » signalés par J. Welsch ([2]), dans le *Seuil du Poitou*, celui de Moulin-Papault, en relation avec le horst de Ligugé, est minéralisé en barytine et fluorine. Ces deux minéraux se retrouvent également dans les fissures des roches granitiques sous-jacentes qui sont fréquemment mylonitisées et très rubéfiées.

Sur la *bordure du Limousin*, les indices de minéralisation du Lias se répartissent de la façon suivante, en descendant vers l'Aquitaine :

1° Haute vallée du Payroux, rive droite : jaspéroïde de la Courade avec barytine, pyrite et moules externes de cristaux cubiques (? fluorine);

2° Vallée du Transon, rive droite, d'amont en aval : d'abord le Lias minéralisé des Essarts d'Alloue (galène, barytine, chalcopyrite, fluorine, quartz), ensuite le Domérien avec *Amaltheus spinatus* des Tessières, dont Welsch avait remarqué la silicification, mais qui présente aussi une minéralisation nette (barytine, fluorine, chalcopyrite, malachite et quartz);

3° La faille minéralisée d'Alloue-Ambernac, dont l'extrémité Sud-Est correspond à un massif d'Hettangien silicifié et minéralisé, recoupé par la route de Louvert à Manot à l'Ouest de Gandrieux;

4° Les jaspéroïdes de Villars-Chantrezac;

5° Le Lias de la Martinerie avec traces de blende, sur le trajet de la faille de Vieux-Ruffec; le Lias supérieur et le Bajocien de la Courade, à l'Est de Saint-Gervais, avec pyrite, marcassite et traces de galène et de blende, sur le passage d'une petite faille mettant en contact les marno-calcaires aaléniens et les calcaires à *Sonninia* du Bajocien; enfin, d'un puits foré entre Villars et Nanteuil-en-Vallée, on a retiré du Domérien légèrement minéralisé (barytine avec traces de galène et de blende).

Conclusion. — On connaît maintenant des indices de minéralisation sur le trajet des grands axes anticlinaux du Détroit poitevin : horst de Ligugé et de Champagné-Saint-Hilaire, dont la minéralisation n'avait jamais été signalée, voussoir de l'Arpatereau, et surtout, anticlinal de Montalembert. La zone la plus minéralisée reste en effet centrée sur ce dernier anticlinal et les structures qui lui font suite, du côté Nord en Charente (faille d'Alloue-Ambernac, faille du Transon, etc.) et du côté Sud dans les Deux-Sèvres (anticlinal de Boisse, de Chavagné, etc.). Globalement, la fréquence des indices de minéralisation, en Poitou, comme l'amplitude des grandes failles, semble décroître vers le Nord-Est, à mesure qu'on s'éloigne des Pyrénées. Il est également remarquable que, si l'on excepte la région de Melle, les traces de galène les plus nettes [Alloue en Charente, Exireuil ([2]) et Verruyes dans les Deux-Sèvres] se trouvent dans la même situation tectonique, entre les horts de Montalembert et de Champagné-Saint-Hilaire. Comme, en Algérie, dans le Département de Constantine ([5]), il y a aussi, dans le Seuil du Poitou, une relation entre la minéralisation « téléthermale » du Lias et les structures de type horst-graben.

(1) H. COQUAND, *Descr. Géol. Dép. de la Charente*, Besançon, 1858, p. 198.
(2) J. WELSCH, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, (4) 3, 1903, p. 819.
(3) G. MATHIEU, *Bull. Cart. Géol. Fr.*, n° 237, 50, 1953, p. 114.
(4) *Descr. Géol. Dép. des Deux-Sèvres*, Niort, 1843, p. 241.
(5) J. BERTRANEU, *Rev. de l'Indust. Minér.*, n° spéc. 1 R., Saint-Étienne, 1956, p. 57.

(*Laboratoire de Géologie de la Faculté des Sciences de Poitiers.*)

GÉOLOGIE. — *Les massifs éruptifs du Sud-Est de l'Amadror en Ahaggar (Sahara Central)* Note de M. **JEAN-MARCEL RÉMY**, transmise par M. Paul Fallot.

Description du volcanisme d'âge crétacé moyen au Sahara Central. Présence d'appareils mixtes formés de roche grenue et de lave. Structures en dykes en croissant (ring-dykes).

La bordure Sud-Est de l'Amadror est constituée par un substratum précambrien de gneiss et de micaschistes ondulés ou redressés à la verticale, présentant des structures plus ou moins marquées, allongées dans le sens Nord-Sud. Ce substratum supporte en discordance deux formations subhorizontales : à l'Est, les grès de Sérouénout; à l'Ouest, les coulées fissurales basaltiques et andésitiques de Taharaq. Ces deux formations, intriquées et interstratifiées à leur contact, sont sensiblement contemporaines et d'âge crétacé moyen (1). Il existe, en outre, cinq ensembles éruptifs complexes, discordants, formés de roches grenues associées à des laves.

Ces ensembles éruptifs sont : la Tellerteba (2), l'Assegafi, le cirque d'In Roudoum, la pyramide d'In Kaoukane, le massif d'In Ebeggui. Géographiquement le cirque d'In Roundoum occupe une position à part, il est à une vingtaine de kilomètres des autres massifs qui sont tous contigus.

A la Tellerteba (8 km de diamètre), un appareil ancien, formé de dykes circulaires et concentriques d'andésite, de trachyte et de rhyolite qui se succèdent sans ordre apparent intelligible, est traversé par un appareil plus récent.

Ce dernier est composé d'une extrusion centrale de trachyte ayant un peu coulé sur l'un de ses bords, et de six dykes en croissant de syénite qui, en se relayant, entourent complètement le centre trachytique. Il existe aussi des dykes obliques (cone-sheets) et des sills de microsyénite fréquemment à « rhombenporphyre ».

L'appareil ancien, érodé, est difficilement interprétable. Son centre est situé plus à l'Est que celui de l'appareil récent. Dans l'appareil récent, la disposition des dykes incurvés autour de l'extrusion centrale et l'étroite analogie chimique existant entre la syénite des dykes en croissant et les trachytes de l'extrusion, indiquent que ces deux formations sont dues à une

même activité magmatique. La présence de très nombreuses failles parallèles aux bordures des dykes en croissant et leurs contacts toujours verticaux avec les formations encaissantes, montrent que ces anneaux ont été mis en place mécaniquement, sous l'action de poussées verticales d'origine profonde. Enfin la présence d'enclaves de syénite dans les trachytes permet de conclure à l'antériorité de la syénite par rapport à l'émission des trachytes.

Dans l'appareil récent, l'activité volcanique est donc caractérisée par la mise en place mécanique de roche grenue et par l'émission de lave.

A l'Assegafi (2 km de diamètre) on observe un dispositif analogue mais plus simple. Deux dykes en croissant, joints par leur extrémité et formés de syénite, entourent un appareil central composé de trachytes et de brèches trachytiques et andésitiques. Il existe aussi de nombreux dykes circulaires ou rayonnants et des sills puissants de la même roche grenue.

Dans le cirque d'In Roundoum (1,50 km de diamètre), un « piston » circulaire de syénite est traversé par des cheminées d'andésite et de néphélinite.

A la pyramide d'In Kaoukane, il n'existe qu'un piston de syénite formant aiguille (60 m de diamètre, 100 m de haut) entouré de dykes circulaires ou rayonnants.

Enfin à In Ebeggui, il s'agit d'un massif de syénite qui affleure sur 16 km^2 environ dans le cours supérieur de l'oued du même nom et sous une forme microgrenue, dans le cours supérieur de l'oued Taharaq. D'énormes filons de microsyénite recoupent tout le massif. On y observe aussi des formations en dykes en croissant de nature syénitique faisant apophyse sur la bordure est.

Au point de vue chronologique : le massif d'In Ebeggui est entouré par les coulées de Taharaq qui, par endroits, le recouvrent; mais les dykes en croissant et les filons qu'on y observe recoupent les coulées, la phase volcanique du massif est donc postérieure au Crétacé moyen. Tous les autres massifs sont du même âge, ils percent les formations crétacées subhorizontales, les injectent de leurs filons, de leurs dykes obliques et de leurs sills, ils les métamorphisent par endroits.

En résumé, dans la région sud-est de l'Amadror, on observe une activité volcanique sans doute postérieure de peu au Crétacé moyen et présentant des caractères tout à fait exceptionnels. Le fonctionnement des appareils a généralement débuté par une phase basique après laquelle se sont formées des masses de roches grenues acides qui ont été poussées au-dessus de la surface topographique, soit sous forme de dykes en croissant complexes dans les points d'activité maxima, soit sous forme de « pistons » aux endroits de plus faible intensité. Ces roches ont injecté et métamorphisé les formations encaissantes. Enfin des laves acides ont couronné parfois ces curieux édifices.

Trois faits sont ici particulièrement remarquables :

1° La mise en place, pratiquement à l'air libre des roches grenues acides;

2° La liaison indiscutable, quoique complète, entre ces roches grenues et les laves qui les ont accompagnées;

3° La formation d'appareils mixtes présentant à la fois des caractères de batholites (roches grenues, métamorphisme de contact) et de volcans (coulées, produits de projection).

(1) P. Bordet, *Publ. Serv. Carte géol. Algérie*, nouv. série Bull. n° 5, Alger, 1955, p. 7-42 (l'auteur cite l'état des travaux et la bibliographie antérieure).

(2) Les noms cités sont situés sur les minutes de levés au 1/200 000e de l'I. G. N.

Feuille Amadror : Assegafi : cote 2 125 à l'Est de la Tellerteba; Pyramide d'In Kaoukane : cote 1 907 près de l'oued In Kaoukane; In Ebeggui : tête de l'oued : lat. 24°8', long. 7°58'; Taharaq figure sur la carte sous le nom de Tihouradj.

Feuille Sérouénout : Cirque d'In Roundoum : cote 1612 au Sud-Est d'In Roundoum.

PÉDOLOGIE. — *Nouvelles recherches sur l'influence des sels dans la désagrégation des roches*. Note de M. **Georges Pedro**, présentée par M. Maurice Lemoigne.

Un certain nombre de publications (1), (2) ont nettement fait ressortir que les roches éruptives (diorite, gabbro, granite etc.) pouvaient se désagréger au laboratoire sous l'influence d'alternatives d'humectations et de dessiccations et que l'effet de ce traitement se trouvait encore accru en présence de sels. Afin de préciser ce processus de dégradation, nous avons ainsi été amené à comparer l'action d'une série de sels solubles sur un granite, en nous limitant toutefois aux principaux constituants des solutions naturelles. La méthode expérimentale consistait à placer trois fragments de roche représentant une masse globale de 30 à 40 g au contact de diverses solutions salines et à leur faire subir pendant 4 mois des dessiccations successives à l'étuve à 80°. Le tableau suivant résume l'ensemble des résultats obtenus dans ces conditions.

	Nature du traitement.	Poids initial de l'échantillon de granite (g).	Poids des fractions désagrégées (g).	Pourcentage de désagrégation (%).	Granulométrie (%).		
					> 0,2 mm.	200 μ à 20 μ.	< 20 μ.
Sulfates	SO_4Ca	33,508	0,046	0,14	45,5	26,5	28
	SO_4Mg	36,111	0,073	0,20	22	70,5	7,5
	SO_4Na_2	49,413	0,336	0,67	55	42	3
	SO_4K_2	32,879	0,125	0,40	39	57	4
Nitrates	$(NO_3)_2Ca$	51,015	0,022	0,04	25	62	13
	$(NO_3)_2Mg$	32,576	0,213	0,66	14	81	5
	NO_3Na	36,441	0,288	0,79	55	41	4
	NO_3K	34,700	0,114	0,33	47,5	45,5	7
Carbonates	CO_3Na_2	49,256	0,141	0,28	32,5	56,5	11
	CO_3K_2	32,115	0,038	0,20	31,5	56,5	12
Chlorures	$ClNa—Cl_2Ca—Cl_2Mg$	34,033	0,032	0,10	15,5	69	15,5
	$ClK—Cl_2Ca—Cl_2Mg$	30,515	0,065	0,20	28	62,5	9,5
Eau		32,291	0,012	0,04	29	61	10

Ainsi, on constate que si l'eau pure paraît peu efficace dans ce processus de désagrégation, certains sels au contraire : SO_4Na_2, $(NO_3)_2Mg$, NO_3Na se sont montrés particulièrement actifs. Toutefois, il convient de remarquer que la masse de roche désagrégée *n'a jamais dépassé* 0,8 %.

Cette échelle d'efficacité est toutefois discutable, car certains sels très hygroscopiques comme les chlorures, et Cl_2Mg notamment, ne donnent pas de cristaux *bien formés* après dessiccation pendant une nuit. Par conséquent, la faiblesse de la désagrégation peut très bien être attribuée à *la cristallisation imparfaite des sels hygroscopiques*. D'ailleurs, c'est un sel qui cristallise bien et sans molécules d'eau comme NO_3Na qui a donné la dégradation la plus intense. On peut donc considérer ces indications comme valables dans ce sens qu'il faudra des climats très secs pour que les sels hygroscopiques puissent produire l'effet destructeur que l'on pourrait logiquement leur attribuer.

L'analyse granulométrique des produits de la désagrégation sans fournir des résultats absolument probants, étant donné leur variabilité, tendrait à indiquer que les sels de magnésium et de calcium provoquent la formation d'éléments plus fins que les sels d'autres cations. En effet, on trouve plus de constituants $< 20\ \mu$ avec les sels de calcium et plus d'éléments de 20 à 200 μ en présence de sels de magnésium. C'est là un phénomène qu'il est difficile d'interpréter actuellement.

Afin de vérifier la constance de ces résultats, nous avons repris les traitements avec du chlorure de sodium (cristallisation facile), et du chlorure de magnésium (cristallisation imparfaite) en les appliquant à deux types de roches; un granite à biotite et la lave andésitique de Volvic.

Type de roche.	Nature du traitement.	Pourcentage de la désagrégation (¹) (%).	Valeurs extrêmes obtenues.	Granulométrie (%). > 200 μ.	200 μ à 20 μ.	< 20 μ.
Granite	Eau	0,13	–	38,6	32,8	28,6
	Cl_2Na N	0,52	0,49-0,54	38,0	38,6	23,6
	Cl_2Mg N	0,18	0,12-0,25	29,2	38,7	32,1
	Cl_2Na N + Cl_2Mg N	0,36	0,31-0,40	31,2	42,2	26,6
Lave de Volvic	Eau	0,11	–	12,1	27,4	60,5
	Cl_2Na N	1,00	0,84-1,13	56,2	21,6	22,2
	Cl_2Mg N	0,28	0,24-0,32	53,5	22,1	24,4
	Cl_2Na N + Cl_2Mg N	2,00	1,63-2,42	60,8	23,3	9,1

(¹) Moyenne de trois répétitions.

Nous retrouvons le résultat antérieur :

a. l'eau pure est moins efficace que les solutions salines;

b. le chlorure de sodium a un effet nettement plus marqué dans la désagrégation que le chlorure de magnésium.

La variabilité dans les divers essais est assez considérable; toutefois, les

différences d'un traitement à l'autre paraissent significatives : la *lave de Volvic est plus sensible que le granite* à l'action des traitements et le mélange $ClNa-Cl_2Mg$ provoque même une désagrégation de 2 % ce qui est considérable. Bien que l'effet soit moins net que dans le cas précédent, il y a une certaine tendance à une plus grande production d'éléments de 20 à 200 μ et même d'éléments < 20 μ en présence de Cl_2Mg. D'ailleurs le seul traitement à l'eau provoque aussi la formation d'une proportion abondante d'éléments fins.

Ainsi, de ces essais nous pouvons conclure :

1° que les alternatives de dessiccations et d'humectations constituent un facteur relativement efficace de la désagrégation des roches dans la mesure où les solutions salines de contact laissent déposer lors de l'évaporation des cristaux *bien formés.*

2° que la résistance des roches à cette action est beaucoup plus liée à leur *structure* pétrographique qu'à leur composition chimique et qu'elle est fonction directe de leur *compacité.*

3° que la fragmentation obtenue aboutit à des granulométries assez différentes suivant la nature des sels utilisés pour le traitement.

(1) P. Birot, *Comptes rendus*, 225, 1947, p. 745.

(2) S. Caillère, P. Birot et S. Hénin, *Étude expérimentale du mécanisme de la désagrégation de quelques roches éruptives et métamorphiques.* (*Ve Congrès de la Science du Sol*, Léopoldville 1954, vol. II, p. 18-22.)

[*Centre National de Recherches Agronomiques, Versailles (I. N. R. A.), Laboratoire des sols.*]

GLACIOLOGIE. — *Sur la propagation des ultrasons dans un glacier.* Note de MM. **Rolland Millecamps** et **Maurice Lafargue**, présentée par M. Armand de Gramont.

Les auteurs donnent les résultats d'une première expérimentation sur les conditions de propagation des ultrasons dans un glacier. Ils ont également obtenu des réponses à des bruits de fond internes propres au glacier et à des ondes de choc provoquées artificiellement.

Jusqu'ici les glaciologues n'ont pu étudier avec précision que les variations superficielles des glaciers, ou ont été réduits à y creuser des galeries au risque de perturber certains caractères physiques du milieu. Nous avons cherché à mettre à profit les ultrasons pour des investigations à l'intérieur même du glacier, et un dispositif prototype a été essayé avec succès sur la Mer de Glace en mai 1957.

A cet effet, nous avons utilisé des céramiques piézoélectriques au titanate de baryum. On sait que celles-ci peuvent servir à volonté d'émetteur

ou de récepteur d'ultrasons. Leur rendement est de l'ordre de 50 % lorsqu'elles travaillent sur leur fréquence propre et que les impédances sont convenablement adaptées. De même, elles se comportent, du point de vue de l'acoustique, comme des pistons vibrants, et leur directivité est une fonction connue des dimensions de l'aire rayonnante par rapport à la longueur d'onde, dans le milieu de propagation, du signal qu'elles émettent. Nous avons effectué des expériences sur les fréquences 65, 125, 250 et 500 kHz. Pour chacune de ces fréquences nous avons utilisé des céramiques de dimensions telles qu'elles vibraient sur l'une de leurs fréquences de résonance mécanique. Le générateur électronique qui les alimente possède une impédance de sortie conjuguée à celle de la céramique et comporte un châssis pilote et un châssis puissance. La fréquence du pilote peut être ajustée en fonction des variations, avec la température, de la fréquence de résonance mécanique de la céramique. Il est également possible de faire varier l'impédance de sortie de l'étage final de façon à contrebalancer les variations de la capacité parasite des céramiques provoquée par les fluctuations, en fonction de la température, de la constante diélectrique du titanate de baryum. Les générateurs de fréquence peuvent être modulés par un générateur approprié qui fournit des impulsions de rendement énergétique voisin de 10 % et de période réglable depuis 1 jusqu'à 15 ms.

L'ensemble récepteur comporte un préamplificateur à faible bruit d'entrée, un détecteur synchrodyne et un oscilloscope cathodique. L'étage d'entrée du préamplificateur est du type « cascode » et son impédance d'entrée est conjuguée à l'impédance électrique de sortie de la céramique réceptrice par un transformateur adapté à chaque céramique. En effet, les céramiques piézoélectriques au titanate de baryum ont une impédance électrique relativement faible à leur fréquence de résonance mécanique; de ce fait une liaison directe aurait eu pour résultat une mauvaise transmission d'énergie entre la céramique et la grille du tube d'entrée, et par suite une perte en sensibilité utilisable, c'est-à-dire en rapport (signal utile/bruit de fond thermique). Le détecteur synchrodyne permet de réduire la bande passante du récepteur d'une manière simple et indépendante de la fréquence de travail. On augmente ainsi le rapport en question, et la puissance acoustique minimum qu'on peut déceler s'en trouve réduite d'autant. L'oscilloscope cathodique conçu à cet effet permet d'observer les signaux reçus et de les comparer aux signaux émis.

Au cours de l'expérimentation, les céramiques émettrices ou réceptrices furent placées dans un montage qui assurait l'isolement électrique et acoustique de l'une des faces. L'expérience nous a montré en effet qu'un défaut d'isolement électrique entre les deux faces donnait un bruit de fond important qui, vérification faite, n'avait aucune cause acoustique mais semblait

dû à des courants telluriques. L'isolement acoustique est nécessaire pour obtenir un bon rendement.

Lorsque les montages avec leur céramique étaient placés dans les trous forés dans le glacier, il était également possible de changer l'orientation des radiateurs ultra-acoustiques ainsi constitués.

Dans ces conditions nous avons pu faire les observations suivantes :

a. Dès l'immersion des céramiques réceptrices, il apparaît un bruit de fond nettement supérieur au bruit de fond thermique de l'amplificateur seul. Ce bruit de fond néanmoins beaucoup plus faible que le bruit de fond « tellurique » déjà cité et éliminé par l'isolement électrique de la céramique n'existe pas lorsque la céramique est dans l'air : il est donc d'origine acoustique. Compte tenu de la sélectivité du récepteur, il semble que les céramiques répondent par des oscillations sur leur fréquence propre aux bruits internes du glacier. L'examen oscilloscopique avec balayage rapide paraît confirmer cette hypothèse malgré la difficulté d'observation qu'entraîne le caractère forcément erratique de ces signaux étrangers à ceux que nous avons émis. Nous avons constaté ce phénomène à des niveaux plus ou moins élevés sur les différentes fréquences expérimentées.

b. Les céramiques répondent par des oscillations électriques correspondant à leurs fréquences propres mécaniques à des ondes de choc acoustiques se propageant dans le glacier. Nous avons obtenu par exemple des réponses à des bruits de pas, à des chutes de corps sur la glace.

c. Au point de vue propagation des ultrasons, nous avons constaté les portées suivantes :

25 à 30 m pour une fréquence de 65 kHz;
10 » » 125 »
5 » » 250 »
2 » » 500 »

Pour les fréquences 65 et 125 kHz, la vitesse de propagation (légèrement différente pour chacune de ces deux fréquences) est comprise entre 3 000 et 3 500 m/s. Elle se trouve ainsi intermédiaire entre la vitesse du son dans l'eau et la vitesse du son dans la glace artificielle. Des mesures précises de vitesse n'ont pu être effectuées sur les fréquences 250 et 500 kHz. Les impulsions reçues n'avaient que peu de déformation par rapport aux impulsions émises à 65 kHz, mais on recevait souvent plusieurs trains d'impulsions qui semblaient dûs à des chemins différents suivis par les ultrasons à l'intérieur du glacier. En changeant l'orientation des céramiques émettrice et réceptrice on a pu renforcer tel ou tel train d'impulsions, ce qui a permis de détecter ainsi une fissure dans la glace au voisinage : l'existence de celle-ci a été vérifiée en creusant.

Enfin, compte tenu de la directivité de l'émission et des puissances mises en jeu, l'absorption du glacier pour les ultrasons de fréquence 65 kHz

est voisine de 3 dB/m. D'après les résultats donnés ci-dessus, on pourrait penser que l'absorption ne croît pas proportionnellement au carré de la fréquence comme cela est généralement le cas, mais il est possible que cette différence soit simplement due au bruit de fond acoustique du glacier.

Ces premières données montrent qu'on peut désormais ausculter un glacier par un procédé ultrasonique approprié. L'appareillage qui en résulte, en cours de construction sur les bases du prototype décrit, fonctionnera dès cet été sur la Mer de Glace.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Étude du pouvoir complexant d'un herbicide, le 3-amino 1.2.4-triazole*. Note de MM. **Yves Menoret** et **Jean Tracez**, présentée par M. Raoul Combes.

L'aminotriazole est un herbicide très actif qui provoque la destruction de la chlorophylle dans les tissus végétaux adultes et en inhibe la synthèse dans les tissus jeunes.

Une expérience préliminaire, conduite en serre, sur Tomate, a montré qu'un apport extérieur de SO_4Mg, après un traitement à l'aminotriazole, diminue la toxicité de celui-ci, sans la supprimer totalement : les jeunes feuilles jaunissent légèrement et restent bien étalées, au lieu de se décolorer complètement et de prendre un aspect enroulé, mais au bout d'un mois environ, certaines plantes meurent, de même que la plupart de celles qui n'ont pas reçu de sel de magnésium.

De plus, il a été observé au cours d'essais en plein champ, que la Pomme de terre se comportait de manière identique vis-à-vis de cet herbicide et d'agents complexants tels que l'acide éthylène diamine tétra-acétique (E. D. T. A.) [1].

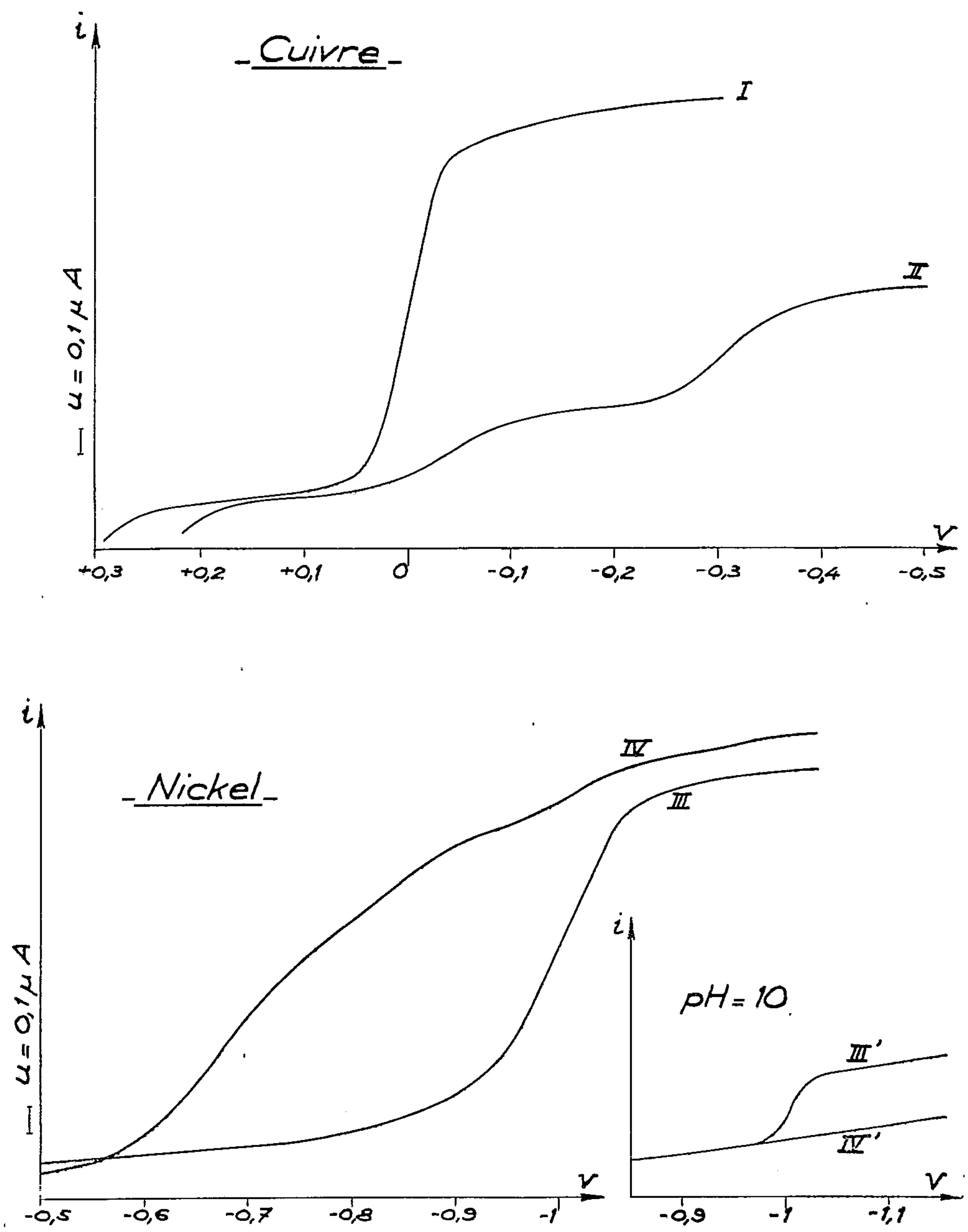
Ces deux faits donnent à penser que la toxicité de l'aminotriazole serait en rapport avec un phénomène de chélation.

Déjà, en 1956, K. A. Sund avait indiqué une tendance de l'aminotriazole à former des complexes métalliques stables, mais sans préciser la méthode qui lui avait permis d'arriver à cette conclusion [2].

Nous avons cherché à mettre en évidence ce pouvoir complexant, d'une part au moyen de réactions analytiques, d'autre part en utilisant la polarographie.

En présence d'aminotriazole, Fe^{+++} et Cu^{++} ne sont pas réductibles par IK (le produit n'est pas par lui-même réducteur). Une solution de SO_4Cu donne, par addition d'aminotriazole, un louche bleuté qui précipite en présence d'un fort excès de réactif. De même, avec Fe^{+++}, on obtient un trouble, d'aspect colloïdal, et d'une couleur rouille plus

prononcée que celle de la suspension de Fe $(OH)_3$ résultant de l'hydrolyse du sulfate ferrique seul, mais il n'y a plus de réduction par IK.



Courbes obtenues à l'aide d'un polarographe avec électrode de référence au calomel.

I. SO_4Cu 0,25 mM.
II. SO_4Cu 0,25 mM et aminotriazole 2 mM.
III. Cl_2Ni 0,25 mM.
IV. Cl_2Ni 0,25 mM et aminotriazole 2,5 mM.
III'. et IV' identiques à III et IV, mais à pH 10.

En utilisant la murexide comme indicateur d'ions, on observe de même la disparition progressive des ions Cu^{++}, Ni^{++}, CO^{++} quand on ajoute une quantité croissante d'aminotriazole : 2 à 5 moles suffisent à masquer les propriétés analytiques d'un ion-gramme de métal.

Le magnésium et le calcium ont été étudiés de la même façon, en prenant comme indicateur le Noir Eriochrome T, mais, cette fois, aucun phénomène de masquage n'a été observé.

Ces données analytiques ont servi à guider l'étude polarographique, qui a porté jusqu'ici sur le cuivre et le nickel. Ces deux métaux ont été analysés au moyen d'une électrode à gouttes de mercure avec, comme électrolytes supports $SO_4(NH_4)_2$ pour le cuivre et ClLi pour le nickel. Il a été vérifié au préalable, que dans le domaine des potentiels utilisés, l'aminotriazole ne donnait pas de vague propre.

Pour le cuivre on observe effectivement une nette déformation de la courbe obtenue avec SO_4Cu seul : deux vagues mal définies, ayant des potentiels E 1/2 plus négatifs que celui de Cu^{++}/Cu^{0} apparaissent. Il est difficile en particulier de déterminer la hauteur et le potentiel E 1/2 de la première vague. La hauteur totale des deux vagues est inférieure à celle du cuivre : c'est une fonction décroissante de la concentration en aminotriazole.

La vague témoin du nickel, qui correspond en réalité à la réduction du complexe formé entre les ions Cl et Ni^{++}, est remplacée par une courbe plus positive.

On peut expliquer la forme de ces courbes par l'irréversibilité de la réduction des complexes, mais on peut également supposer, comme le suggère la courbe obtenue avec le nickel, qu'il se forme plusieurs complexes se réduisant successivement.

Les mesures précédemment indiquées ont été réalisées à un pH voisin de la neutralité. Si l'on opère à pH 10 la vague du nickel, déjà fortement réduite par suite de la faible solubilité de $Ni(OH)_2$ disparaît pratiquement par addition d'aminotriazole, le complexe étant encore moins soluble. A pH 1, on a vérifié pour tous les métaux précédents qu'il n'y avait pas formation de complexe.

L'ensemble des résultats obtenus permet d'affirmer que le 3-amino 1.2.4-triazole est un agent de chélation. L'existence de complexes a été démontrée par voie analytique pour Fe^{+++}, Cu^{++}, Ni^{++} et confirmée par polarographie pour le cuivre et le nickel. Il est vraisemblable que le magnésium soit également complexé, comme semble l'indiquer l'expérience biologique citée plus haut : dans ce cas la stabilité plus faible du complexe magnésien (analogue à la faible stabilité du complexe EDTA-Mg, par exemple) expliquerait que la réaction au Noir Eriochrome T soit négative.

Une étude ultérieure sera entreprise pour préciser ce point.

(1) G. Morel, Communication personnelle.

(2) *Agricultural and food chemistry*, 4, n° 1, janvier 1956, p. 57.

PHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur l'inhibition de croissance des sections de coléoptiles d'avoine en présence de nicotine.* Note (*) de M. Camille Izard, transmise par M. Pierre Dangeard.

Comme pour la plupart des bases organiques azotées, le rôle de la nicotine, principal alcaloïde d'un grand nombre de *Nicotiana*, est peu connu. K. Ramshorn (1955) (1) ayant constaté que la nicotine était susceptible d'agir comme une antiauxine, j'ai étudié l'influence qu'elle exerce, seule ou associée à l'acide indolacétique (AIA), sur la croissance des segments de coléoptiles d'avoine; j'ai en outre utilisé le fluorure de sodium et la phloridzine, qui sont des inhibiteurs connus. Enfin, j'ai testé l'action de l'acide adénosine-3-phosphorique, après avoir observé que l'alcaloïde pouvait intervenir dans le métabolisme des phosphates.

Des essais préliminaires, effectués avec des solutions aqueuses, ont montré que l'alcaloïde était fortement inhibiteur :

Nicotine (%).....	0.	0,1.	0,2.	0,4.	0,6.	0,8.
Croissance exprimée en % du témoin après 20 h.....	100	54,24	41,03	29,24	26,88	21,22

Cependant, l'action de la nicotine dépendait de la réaction du milieu de culture. Pour mettre en évidence l'influence du pH, j'ai testé la nicotine (1 g/l) en présence d'AIA (1 mg/l) et de saccharose (1 %); l'échelle des pH variant de 9,3 à 6,3.

pH.	9,3.	8,4.	7,8.	7,6.	7,3.	7,0.	6,3.
Croissance................	21,93	29,00	46,86	60,05	72,13	85,00	93,93

[Croissance exprimée en % du témoin (AIA + saccharose) après 20 h.]

Compte tenu des résultats ci-dessus, le pH des solutions a été par la suite amené au voisinage de 6.

L'étude de l'action de l'AIA sur l'inhibition provoquée par la nicotine à 1 g/l, en présence de saccharose (1 %), a montré que l'inhibition relative augmentait avec la concentration en hormone :

Nicotine.	Acide indol-β-acétique en μg/l.			
	0.	50.	100.	1000.
0..................	68,00	108,80	125,60	133,40
1 g/l..............	59,20	85,00	95,00	97,60

[Croissance exprimée en % de la longueur initiale (5 mm) après 24 h.]

L'action inhibitrice de l'alcaloïde étant bien établie, il était intéressant de l'étudier en présence d'autres inhibiteurs de croissance. J'ai utilisé le fluorure de sodium qui entrave la libération enzymatique de l'acide pyruvique; cependant, W. D. Bonner et K. V. Thimann (1950) ([2]) ont montré que pour les coléoptiles, l'inhibition due au FNa, ne portait pas essentiellement sur l'énolase et ont suggéré l'hypothèse d'une action sur la phosphorylation des glucides. Des tests avec le fluorure, ont montré que celui-ci exerçait une nette action inhibitrice entre 10^{-3} et 4.10^{-3} M, confirmant les résultats de Bonner et Thimann. En présence de nicotine, le fluorure de sodium a donné les résultats suivants :

	FNa.			
Nicotine.	0.	2.10^{-3}.	3.10^{-3}.	4.10^{-3} M.
0	100	56,91	36,97	29,58
1 g/l	69,13	43,08	30,22	23,79

[Croissance exprimée en % du témoin (AIA 1 mg/l + saccharose 1 %) après 24 h.]

D'une façon générale, l'inhibition déterminée par le FNa est accentuée par l'alcaloïde; en outre, la comparaison des témoins aux mélanges nicotine + fluorure, met en évidence que l'inhibition due à la nicotine, qui était de 100 — 69,13, soit 30,87, % passe respectivement à 56,92, 69,78 et 76,21 % en présence de 2.10^{-3}, 3.10^{-3} et 4.10^{-3} M de FNa. Ce dernier ne s'opposant pas à l'action de l'alcaloïde et présentant même une action additive, j'ai utilisé la phloridzine (K. V. Thimann et E. Marré, 1954) ([3]) qui intervient dans le métabolisme des glucides et dont l'aglycone est apparenté à l'acide *p*-hydroxyphénylpropionique, un antagoniste auxinique. La phloridzine a été testée en présence d'AIA (1 mg/l), de saccharose (1 %) et de nicotine (1 g/l) :

	Phloridzine.			
Nicotine.	$2,5.10^{-4}$.	5.10^{-4}.	10.10^{-4}.	20.10^{-4} M.
0	90,00	89,87	72,46	51,35
1 g/l	71,93	64,12	56,97	54,89

[Croissance exprimée en % du témoin (AIA 1 mg/l + saccharose 1 %) après 20 h.]

Les résultats ci-dessus ont confirmé l'action inhibitrice de la phloridzine et ont montré que le glucoside tend à renforcer celle de l'alcaloïde, notamment aux concentrations les plus faibles.

Les phénomènes observés pouvant être en relation avec le métabolisme des phosphates, j'ai dosé ces derniers après 4, 16 et 24 h (extraction à l'eau et réaction au vanadate-molybdate d'ammonium, lecture à 460 mμ). Il est apparu que la nicotine pouvait provoquer une stase importante des phosphates. Par conséquent, il devait être possible de renforcer l'inhi-

bition en ajoutant des phosphates au milieu de culture. L'hypothèse a été confirmée; en effet, à 10^{-3} et 10^{-4} M, le phosphate monopotassique accuse l'inhibition provoquée par la nicotine. Mais pour préciser le point d'attaque de l'alcaloïde, il était nécessaire de lever l'inhibition; la phosphorylation pouvant être en cause, j'ai expérimenté avec l'acide adénosine-3-phosphorique (AMP). Ce dernier, lorsqu'il est utilisé seul, affecte peu la croissance entre 10^{-3} et 10^{-6} M. Par contre, il est susceptible de lever l'inhibition provoquée par la nicotine, notamment à 10^{-6} et 10^{-5} M, le pH étant ajusté à 5,6 :

AMP.	0.	10^{-6}.	10^{-5}.	10^{-4}.	10^{-3} M.
Nicotine 1 g/l (AIA 1 mg/l + saccharose 1 %)...	89	114	100	86	87

[Croissance exprimée en % du témoin (AIA 1 mg/l + saccharose 1 %) après 20 h.]

L'analyse statistique des résultats obtenus (*critérium t*) a montré que les différences de croissance entre témoin et nicotine, ainsi qu'entre nicotine et nicotine + AMP à 10^{-5} et 10^{-6} M, étaient hautement significatives.

En résumé, il paraît que l'alcaloïde peut se comporter comme un inhibiteur de croissance susceptible d'interférer avec l'auxine et l'oxydation phosphorylante. Les recherches effectuées attirent l'attention sur l'influence que peut avoir l'alcaloïde dans la plante de tabac en cours de croissance.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) *Flora*, **142**, 1955, p. 601.

(2) *Amer. J. Bot.*, 37, n° 1, 1950, p. 66.

(3) *Amer. J. Bot.*, 41, n° 7, 1954, p. 556.

CYTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Action de lipides exogènes sur la tige de Pelargonium.* Note de M. **Michel Bernfeld** présentée par M. Roger Heim.

Des lipides apposés au niveau de blessures sur des tiges de *Pelargonium* envahissent la plupart des tissus, notamment le parenchyme médullaire qui devient le siège d'une réaction tumorale d'où les lipides sont progressivement éliminés. Les lipides s'infiltrent entre les membranes, pénètrent dans le cytoplasme et les noyaux. Dans les noyaux, ils se fixent principalement sur les éléments chromonématiques.

Nous avons déjà montré que des lipides extraits de tissus humains normaux ou pathologiques provoquent par application sur des tiges de *Pelargonium zonale* préalablement blessées des tumeurs médullaires à croissance rapide (1).

Nous avions constaté également que des lipides divers, d'origine végétale ou animale, employés dans les mêmes conditions, provoquent des tumeurs similaires.

Ces tumeurs ne se forment qu'aux dépens du parenchyme médullaire, les autres tissus du végétal participant seulement à l'édification le long de la fente de blessure d'une zone cicatricielle identique à celle qu'on observe sur des plantes témoins laissées sans traitement.

Poursuivant ces recherches, nous avons étudié la répartition des lipides dans la tige de *Pelargonium zonale* après apposition sur les tiges blessées, sans nul renouvellement ultérieur, d'une goutte de graisse fondue provenant de tissus de seins cancéreux, recueillis et traités par les procédés habituels d'extraction des lipides aussitôt après les opérations chirurgicales; ces tissus cancéreux n'avaient été soumis antérieurement à aucun traitement par irradiation.

Pour suivre macroscopiquement le trajet des lipides dans le végétal, nous les avons préalablement colorés par du Noir Soudan.

A partir de blessures faites dans l'entre-nœud subterminal, nous avons pu obtenir ainsi la coloration bleue du bourgeon terminal ainsi que des folioles et même de certaines feuilles situées au sommet du végétal.

Nous avons contrôlé sur des coupes faites au microtome à congélation après fixation par le formocalcium de Baker qu'il s'agissait bien d'une ascension des lipides utilisés dans l'expérience.

L'examen des préparations révèle que les lipides colorés initialement par le Noir Soudan sont uniquement visibles dans les espaces intercellulaires.

Les essais qui seront rapportés ci-dessous ayant montré que les lipides pénètrent dans les cellules, nous avons pensé que le cytoplasme vivant est électivement imperméable aux molécules de Noir Soudan qui restent combinées dans les lipides demeurés à l'extérieur des cellules.

Cette hypothèse a été vérifiée par l'examen comparatif des mêmes préparations montées les unes sans coloration, les autres après coloration extemporanée par le Noir Soudan.

Dans les premiers cas, seules les lacunes présentent une coloration bleue ou bleu noir selon la concentration des lipides. Dans le second, cette coloration des lacunes se double d'une coloration très nette des lipides exogènes ayant pénétré dans les cellules : la cellule vivante dans laquelle les graisses pénètrent librement n'admet pas le colorant qu'elles contiennent.

L'ascension des lipides vers le bourgeon terminal et les feuilles s'effectue aussi bien par les parenchymes cortical et médullaire que par les vaisseaux du bois et le cambium. Les graisses atteignent ainsi le méristème apical, dans les cellules duquel elles s'accumulent, de même que les ébauches foliaires voisines, déterminant un blocage de la prolifération cellulaire. Le tissu libérien seul ne contient que peu ou pas de lipides. Ceux-ci suivent également un trajet descendant vers les nœuds inférieurs où on les trouve dans le parenchyme cortical et les tissus méristématiques (bourgeons axillaires).

Une étude détaillée de la pénétration des lipides au moyen de fixations faites à intervalles très rapprochés met en valeur la rapidité de la répartition des graisses exogènes dans le parenchyme cortical en particulier : au bout de 20 mn après apposition de la graisse sur le tissu blessé, les espaces intercellulaires de l'écorce sont envahis jusqu'à 0,5 cm de la blessure de part et d'autre dans le sens axial. Au bout de 24 h, on observe des lipides dans tous les tissus à l'exception du liber. Dès ce moment, les espaces intercellulaires dilatés par les lipides apparaissent uniformément colorés et des gouttelettes de lipides sont nettement visibles à l'intérieur même des cellules.

Au niveau des parenchymes, on observe dans les cellules : 1° des globules plus ou moins volumineux et des masses lipidiques soit isolés soit mêlés aux inclusions cytoplasmiques (grains d'amidon entourés de lipides); 2° de nombreux noyaux devenus soudanophiles dans les zones où les lipides se sont répandus.

Des fixations au liquide de Morel et Dalous qui permet, tout en conservant les glycérides, d'obtenir une assez bonne fixation des noyaux, suivies de coupes au microtome à congélation et de colorations par le Noir Soudan, mettent en évidence :

a. dans les noyaux quiescents : des chromocentres surchargés de lipides et colorés intensément en bleu-noir;

b. des granulations lipidiques intranucléaires;

c. une surcharge lipidique péri-nucléolaire formant un cerne souvent complet;

d. l'absence de réactions des nucléoles, non colorables par le Noir Soudan;

e. au cours des mitoses, une concentration des lipides sur les chromosomes devenus soudanophiles dont l'aspect empâté se retrouve sur des préparations colorées par l'hématoxyline ferrique (cette dernière coloration est du reste mauvaise, le colorant ne se fixe convenablement sur les noyaux et les chromosomes qu'après « délipidation » des préparations).

La présence de lipides intra-nucléaires nous paraît sans rapport direct avec les phénomènes d'endomitose et les anomalies que nous avions signalées précédemment (noyaux polyploïdes, fusions nucléaires, etc.), ces images étant fréquentes dans les parenchymes adultes amenés à se recloisonner.

Durant le développement de la tumeur médullaire, les lipides disparaissent progressivement des cellules au niveau du cytoplasme comme des noyaux. Alors que les noyaux du parenchyme médullaire, au début de l'expérience, apparaissent comme des points de concentration des lipides, les noyaux de la tumeur médullaire, vers le 50e jour, sont moins colorables par le Noir Soudan et, dans les tumeurs âgées (90 jours ou plus), rares sont les noyaux renfermant encore des lipides colorables. Il est à noter

que toutes les dimensions de la tumeur sont conditionnées par l'extension et l'intensité de la pénétration des lipides dans le parenchyme médullaire voisin de la blessure.

Les zones non réactives, par contre : parenchyme cortical, cambium, vaisseaux et cellules ligneuses, parenchyme médullaire très éloigné de la blessure, demeurent pendant de longs mois bourrés de lipides, même intra-nucléaires, qui ne font l'objet d'aucune métabolisation apparente et qui ne semblent gêner en rien la vie des tissus envahis, ni le développement normal du végétal, sauf quand le bourgeon terminal est atteint.

On peut conclure de ces observations qu'au niveau du foyer tumoral les lipides sont métabolisés et participent à l'édification du tissu néoformé.

Les phénomènes signalés dans la présente Note ont été également observés dans les tumeurs médullaires et corticales du Ricin [2]. Ils ont pu aussi être obtenus en partant d'huiles et de graisses diverses d'origine animale ou végétale.

La pénétration intra-cytoplasmique des lipides d'origine exogène et surtout leur pénétration *intra-nucléaire*, permet d'envisager de nouvelles séries expérimentales dans les recherches sur l'action des vitamines, des hormones et des substances mitoclasiques liposolubles.

En pathologie animale cette notion, si elle se vérifiait également, pourrait permettre de donner une nouvelle interprétation aux recherches sur les cancers expérimentaux dus à certaines huiles et graisses, et à toutes les substances cancérigènes employées dans les solvants huileux.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 144, avril 1950, p. 499.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, 145, mai 1951, p. 635.

(*Laboratoire de Biologie végétale de la Faculté des Sciences, Paris.*)

CARYOLOGIE VÉGÉTALE. — *Les noyaux interphasiques et quiescents du maïs.* Note de M. **Maurice Hocquette** et Mlle **Claude Colin**, présentée par M. Roger Heim.

Le noyau de *Zea Mays* est du type réticulé à chromocentres. La plupart des races de maïs ont 20 chromosomes somatiques comme nombre de base; pour les autres on constate, en plus, l'existence de 1 à 8 extra-chromosomes. Ces derniers, courts (2 μ environ), sont considérés comme des fragments surnuméraires, hétérochromatiques, dont l'origine a été attribuée à des ruptures, des duplications ou des adjonctions à la suite de mutations ou d'hybridations. De plus, des types à 10, 30, 40 et 80 chromosomes ont été obtenus expérimentalement.

Nous avons étudié quatre races de maïs : le *Golden Bantam*, sucré,

et trois variétés amylacées : un maïs ordinaire, le *Blanc* et le *Jaune des Landes*. Nous avons vérifié qu'elles n'étaient pas polyploïdes. Les types amylacés ont normalement le nombre de base. Pour le *Golden Bantam* chez qui 50 % environ des lignées montrent 1 ou 2 extra-chromosomes, nous nous sommes assurés qu'il s'agissait bien du type normal. Par conséquent, toutes les races que nous avons utilisées sont comparables quant au nombre.

Les noyaux interphasiques (méristème radiculaire) sont, pour les quatre races, caractérisés par un réticulum fin, à mailles lâches, à travées bien nettes et à nœuds très colorables. Ces derniers marquent une tendance à s'allonger en bandes en empâtant les travées, faiblement dans le *Jaune des Landes*, fortement dans le *Golden Bantam*; ils constituent environ 14 chromocentres dans le premier, un grand nombre dans le second. Ils restent plus contractés dans le maïs ordinaire et dans le *Blanc des Landes*, mais ils sont quelquefois plus nombreux dans cette dernière race. Les nucléoles sont toujours volumineux.

Dans la coiffe, le réticulum est très fin et l'ensemble chromatinien tend à se réduire à un piqueté. Les chromocentres se montrent au nombre de 3 à 4 dans le *Blanc des Landes*, de 4 à 5 dans le *Jaune des Landes*, de 10 environ (avec des éléments réticulaires un peu plus colorables que pour les races précédentes) dans le maïs ordinaire et de 16 à 17 chez le *Golden Bantam*. Le nucléole est en général plus petit que dans la zone active du méristème. On peut suivre tous les passages entre les noyaux interphasiques et ceux des cellules de la coiffe qui s'exfolient.

Une évolution identique dans les aspects nucléaires s'observe quand on passe du méristème à la zone supra-méristématique et de celle-là aux cellules en voie de différenciation.

Par conséquent, il existe pour chaque race de maïs toute une gradation de structures nucléaires à partir d'un noyau interphasique, qui, progressivement, conduit à l'aspect quiescent. Les figures extrêmes s'opposent par le calibre et la colorabilité des travées du réticulum, le nombre des chromocentres et le volume du nucléole. D'autre part, les races étudiées peuvent être séparées en deux groupes : le *Golden Bantam*, où les particularités relevées précédemment se trouvent au maximum d'accentuation et, nettement distinct, malgré des détails de structure liés à chaque type, le groupe des maïs des Landes et du maïs ordinaire.

Dans les axes hypocotylés extraits à sec et légèrement hydratés les noyaux montrent les mêmes aspects que dans la zone supra-méristématique de la racine mais les chromocentres sont plus nombreux et plus volumineux. C'est dans le *Golden Bantam* que ces caractères sont les plus marqués. En bas de la gamme se trouve le maïs ordinaire et, tout en restant très proches de ce dernier, le *Jaune* et le *Blanc des Landes* s'inter-

calent entre les deux. Les mêmes constatations peuvent être faites au début de la germination.

Nous avons déterminé la richesse des grains en glucides solubles, immédiatement assimilables. Si l'on prend comme unité la teneur en ces substances du maïs ordinaire, on est amené à attribuer aux autres races les valeurs suivantes : *Jaune des Landes* 1,1, *Blanc des Landes* 1,2 et *Golden Bantam* 1,7, de telle sorte qu'à de faibles variations près les races amylacées constituent vraiment un groupe duquel se distingue nettement le maïs sucré. A chacun de ces groupes correspond, avec toutes les nuances que nous avons reconnues, un aspect nucléaire particulier.

Pour les races de pois ronds et ridés nous avons signalé des comportements qui concordent avec ceux des deux types de maïs. Nos conclusions précédentes s'en trouvent renforcées : les aspects nucléaires sont en rapport étroit avec la physiologie cellulaire, liés aux synthèses protidiques, que traduisent morphologiquement le nombre et le volume des chromocentres, qui sont conditionnées par le métabolisme des glucides, leur nature et conséquemment la rapidité de leur intervention.

Les cellules des axes hypocotylés extraits à sec des caryopses possèdent, résultat de la dessiccation de la semence, des noyaux à prolongements grêles leur donnant un contour épineux. Ces noyaux se régularisent pendant la première heure d'hydratation : ils deviennent arrondis ou ovoïdes. Mais très rapidement ils prennent, en même temps que la structure signalée plus haut, des formes amœboïdes à gros lobes. Il y a lieu d'attribuer l'amœboïsme à un apport, par l'attache du cotylédon, de substances nutritives et de facteurs de croissance. De rares cellules binucléées s'observent dans cette région sans qu'on puisse déterminer avec précision l'origine des deux noyaux.

F. A. L. Clowes a reconnu l'existence à l'extrémité des racines de Graminées (1953-1954) et en particulier de *Zea Mays* (1955) d'un « quiescent centre » situé dans l'axe de l'organe, au-dessus de la coiffe et où, à part quelques rares exceptions, les cellules ne se divisent jamais. A sa limite se situeraient les éléments extrêmes du plérome, du périblème, du dermatogène (*incl.* calyptrogène), qui, par leur multiplication, repousseraient continuellement le centre. Ses cellules se distingueraient des cellules méristématiques, actives cytologiquement, par des nucléoles plus petits et l'absence de division, histologiquement par des différences d'affinité pour les colorants basiques, physiologiquement par une moins grande quantité d'acide ribonucléique et la non-intervention, expérimentale, de phosphate et d'adénine dans les synthèses. Nos constatations cytologiques ne permettent pas, pour les types de maïs étudiés, une délimitation aussi catégorique, dans l'espace et dans le temps, d'un centre quiescent. Il semble qu'il faille plutôt considérer que, dans la région ainsi désignée, les cellules

offriraient une périodicité mitotique plus lente qu'ailleurs dans le méristème et aussi un synchronisme de division : la plupart des noyaux se trouvent en même temps à la même phase et l'on n'observe qu'exceptionnellement une cellule en désaccord. L'interphase serait longue, tendant vers la quiescence et marquée pour le nucléole par une légère diminution de volume.

(Institut de Botanique de la Faculté des Sciences, Lille.)

EMBRYOGÉNIE VÉGÉTALE. — *Orchidacées. Développement de l'embryon chez le* Bulbophyllum oreonastes *Reichb.* Note de M[lle] **Yvonne Veyret**, présentée par M. René Souèges.

L'embryon du *Bulbophyllum oreonastes* procède d'une tétrade en A_2 ; il est constitué des étages *l*, *l'*, *m* formant l'embryon proprement dit et d'un suspenseur composé de trois cellules superposées *h*, *k* et *n'*; cette dernière cellule est transformée en une énorme vésicule, étroitement appliquée contre les parois du sac embryonnaire.

L'organisation inhabituelle de la fleur des Orchidacées, qui a nécessité la création de termes tels que ceux de gynostème et de labelle, la biologie si particulière qui résulte d'une telle organisation donnent à cette famille une si profonde homogénéité que, pour y établir quelques grandes subdivisions, les systématiciens ont eu recours à peu près aux seuls critères apportés par le nombre des anthères et les caractéristiques des pollinies.

Les observations déjà anciennes de Melchior Treub, celles plus dispersées et généralement plus sommaires de différents auteurs, les données que nous-mêmes avons fait connaître récemment sur l'embryogénie des Orchidacées, révèlent des modalités différentes dans la construction de l'embryon. Ces modalités se traduisent par des lois rigoureusement fixes pour les espèces considérées et il nous semble qu'une classification faisant intervenir ces critères embryogéniques serait plus à même d'établir le schéma de l'évolution phylogénique des Orchidacées et d'en isoler de grandes coupes systématiques.

Le *Bulbophyllum oreonastes* Reichb. dont nous présentons l'étude du développement embryonnaire, est classé par R. Schlechter [1] dans la tribu des *Kerosphæræ*, sous-tribu des *Bulbophylleæ*. C'est une espèce épiphyte provenant de la Guinée française. A notre connaissance, aucune espèce de *Bulbophylleæ* n'a fait, jusqu'à ce jour, l'objet d'examens embryologiques.

Chez le *Bulbophyllum oreonastes* Reichb., le proembryon de première génération est formé de deux cellules superposées *ca* et *cb* (*fig.* 2). La cellule *cb* se divise ensuite en deux éléments également superposés *m* et *ci* (*fig.* 3) et *ca* en deux cellules juxtaposées, ce qui aboutit à la construction d'une tétrade en T de la catégorie A_2 (*fig.* 4). La segmentation de

ci en *n* et *n'* (*fig.* 5 à 7), la division longitudinale de *m* (*fig.* 6, 7), la formation de quatre cellules quadrants en *ca*, donnent un proembryon de troisième génération nettement octocellulaire. Par segmentation transversale, les quadrants se séparent en deux étages cellulaires, l'un constitué par les octants supérieurs *l*, l'autre par les octants inférieurs *l'* (*fig.* 9 à 11).

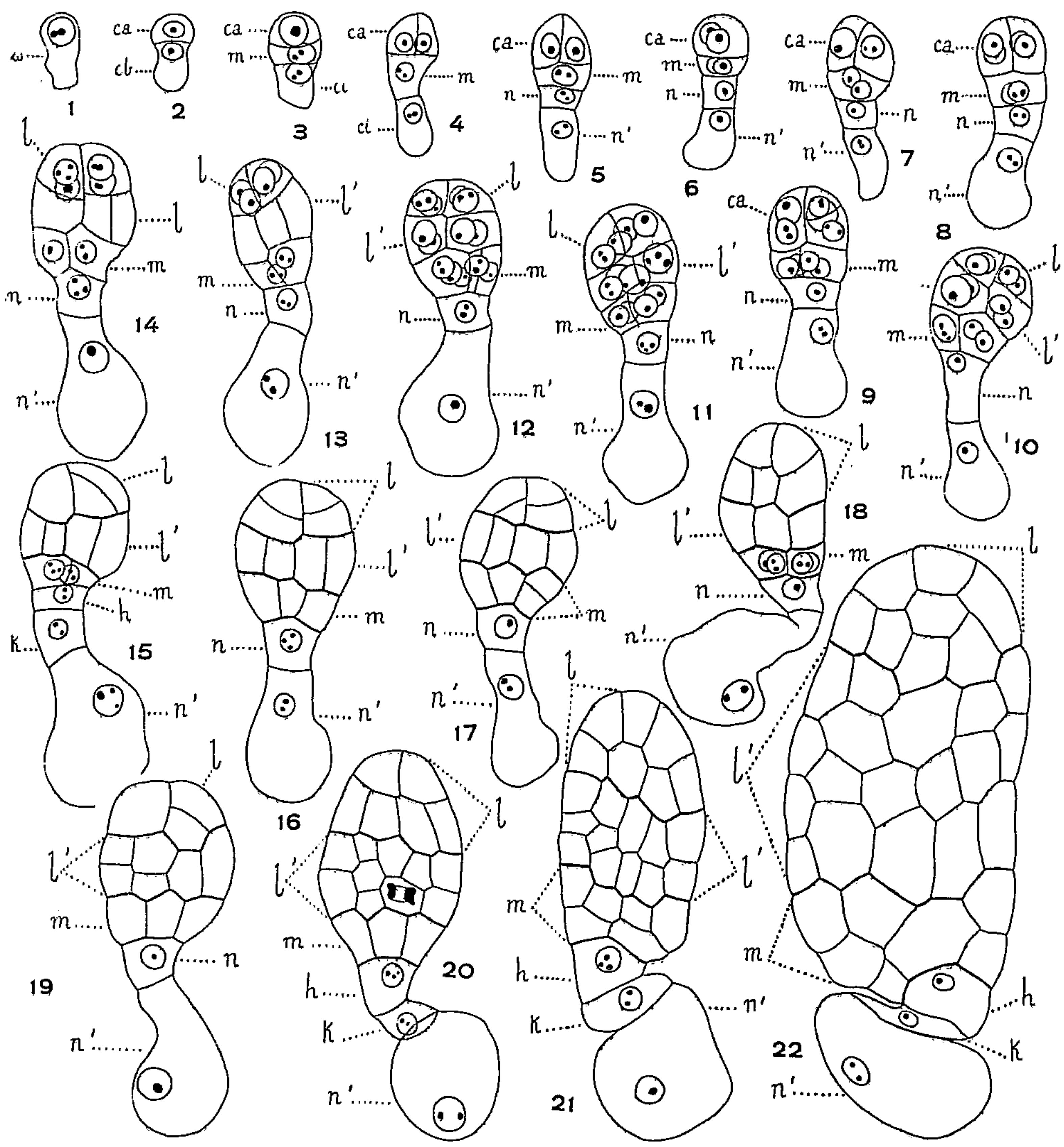


Fig. 1 à 22. — *Bulbophyllum oreonastes* Reichb. — Les différents stades du développement de l'embryon. ω = cellule-œuf; *ca* et *cb* : cellule apicale et cellule basale du proembryon bi-cellulaire; *m* et *ci*; cellule intermédiaire et cellule inférieure de la tétrade; *l* et *l'* : octants supérieurs et octants inférieurs; *n* et *n'* : cellule-fille supérieure et cellule-fille inférieure de *ci*; *h* et *k* : cellule-fille supérieure et cellule; fille inférieure de *n*. G = 560.

En même temps, la bipartition des deux éléments issus de *m* engendre quatre cellules circumaxiales (*fig.* 9 à 11); mais les cellules *n* et *n'* demeurent indivises pendant ce temps, si bien que, à la quatrième génération, le proembryon au lieu d'être normalement hexadécacellulaire, est constitué de quatorze cellules seulement, réparties dans les cinq étages : *l*, *l'*, *m*, *n*, *n'* (*fig.* 11). La cellule *l'* s'est fortement accrue pendant ce temps.

Les octants supérieurs, *l*, se divisent ultérieurement, suivant des parois périclines (*fig.* 15,

19 à droite; 17 à gauche) ou anticlines à direction horizontale (*fig.* 17 à droite, 16, 18, 20). Dans ce dernier cas, les cellules intérieures, isolées par ce cloisonnement, se segmentent tangentiellement et longitudinalement (*fig.* 18, 20, 21) et les éléments extérieurs se segmentent radialement (*fig.* 21). Dans la graine mûre, cet étage *l* se trouve finalement constitué d'un groupe paucicellulaire entouré extérieurement par une assise périphérique offrant tous les caractères d'un dermatogène (*fig.* 22).

Les divisions ultérieures de l'étage *l'* procèdent par cloisons longitudinales (*fig.* 13 à 18), puis transversales (*fig.* 19 à 21); elles ne forment guère plus de trois assises cellulaires dans la graine mûre (*fig.* 22).

L'étage *m* se segmente de la même manière que l'étage *l'* suivant des parois longitudinales puis transversales (*fig.* 12, 16, 19 à 21) pour constituer un groupe de quelques cellules se disposant généralement, tôt ou tard, en deux couches superposées.

La cellule *n* qui, dès la quatrième génération, ne manifeste pas une puissance de division égale à celle des autres blastomères, ne se segmente plus qu'une seule fois de manière transversale, le plus souvent tardivement (*fig.* 15, 20 à 22), pour donner les deux éléments superposés *h* et *k*.

Quant à la cellule *n'* elle ne se divisera plus, mais se transformera assez vite en une énorme vésicule qui s'appliquera étroitement contre la paroi du sac embryonnaire. Les cellules *h*, *k* et *n'* forment le suspenseur.

L'embryon dans la graine mûre, chez le *Bulbophyllum oreonastes* Reichb., est donc particulièrement rudimentaire. Toutes ses cellules se sont fortement accrues; cet embryon ne présente pas une certaine activité cellulaire apicale comme on peut la rencontrer chez certaines espèces de la famille

Les modalités de son développement embryonnaire lui sont propres et il se distingue nettement des espèces que nous avons pu étudier jusqu'à présent par la présence d'un suspenseur, par l'origine, en outre, la construction cellulaire et la forme de ce suspenseur. C'est ainsi que nous n'avons pas trouvé de suspenseur chez le *Neottia Nidus-avis* Rich. (2) et le *Goodyera repens* R. Br. (3). D'autre part, chez l'*Orchis longibracteata* Biv. (4) et l'*O. laxiflora* Lam. (5), le suspenseur tire origine, comme chez le *Bulbophyllum oreonastes*, de *n* et *n'*, mais il se trouve constitué d'une série de sept cellules formant un filament plus ou moins étroit, dont la cellule supérieure représenterait une hypophyse. Chez le *Vanilla fragrans* Ames (6), il se développe également un suspenseur aux dépens de *n* et de *n'*, mais il est constitué par un nombre indéterminé de cellules formant un petit massif conique; chez le *Limodorum abortivum* Sw. (7) et le *Cephalanthera ensifolia* Rich. (8), le suspenseur tire son origine de *p*, cellule-fille inférieure de *n'* et n'est représenté que par deux cellules superposées dont la taille ne dépasse pas celle des autres blastomères. Le suspenseur, chez toutes ces espèces dégénère totalement ou en partie (*Orchis*).

(1) *Notizbl. bot. Gart. und Mus.*, Berlin-Dahlem, 9, 1926, p. 563-591.

(2) Y. Veyret, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1549.

(3) Y. Veyret, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 103, 1956, p. 577.

(4) Y. Veyret, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1828.

(5) Y. VEYRET, *Bull. Soc. bot. Fr.*, 103, 1956, p. 120.
(6) Y. VEYRET, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1409.
(7) Y. VEYRET, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 545.
(8) Y. VEYRET, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 930.

(*Office de la Recherche scientifique et technique Outre-mer, Nogent-sur-Marne, Centre technique d'Agriculture tropicale.*)

MYCOLOGIE. — *Hétérocaryose chez les Basidiomycètes amphithalles.*

Note de Mlle **DENISE LAMOURE**, présentée par M. Roger Heim.

L'obtention de néohaplontes par dissection d'hyphes met en évidence l'hétérocaryose des jeunes germinations diploïdes chez des Basidiomycètes amphithalles, aussi bien pour la forme bisporique d'*Agrocybe pediades* (Fr.) Fayod, que pour une espèce tétrasporique, *Coprinus plagioporus* Romagnesi. L'existence de basides tétrasporiques amphitalles est expérimentalement prouvée pour la première fois.

En étudiant pour plusieurs Agaricales la forme tétrasporique et la forme bisporique de la même espèce, J. E. Sass a été frappé par le fait que les formes bisporiques sont homothalles et les formes tétrasporiques hétérothalles. Mais, pour deux de ces races bisporiques (*Coprinus ephemerus* Bull. et *Galera tenera* Schaeff.) considérées comme homothalles, il a trouvé, à côté de nombreux mycéliums monospermes diploïdes, quelques mycéliums haploïdes; cette condition sera dénommée *amphithallisme* par Morten Lange (1). J. E. Sass formula l'hypothèse que les mycéliums diploïdes d'origine monosperme des formes bisporiques sont hétérocaryotiques (2). Telle hétérocaryose a été prouvée, pour la race bisporique du *Stropharia umbonatescens* Peck par P. Terra.

La forme bisporique de l'*Agrocybe pediades* (Fr.) Fayod, qui paraissait purement homothalle d'après l'étude sommaire que J. E. Sass lui a consacrée, sous le nom de *N. semiorbicularis*, est en réalité *amphithalle* : sur plus de 400 pousses d'origine monosperme, nous avons trouvé des mycéliums haploïdes dans la proportion de 15 %.

Nous avons entrepris de disséquer de jeunes germinations dans l'espoir d'isoler, chez les diploïdes, des bouts d'hyphes n'ayant pas reçu de noyaux de deux types complémentaires. Dans 11 cas, les mycéliums développés à partir de fragments d'hyphes d'une même germination sont de deux types : les uns bouclés, les autres privés d'anses; comme P. Terra (3), nous appelons ces derniers « néohaplontes ». Cette opération prouvant *l'hétérocaryose de jeunes mycéliums diploïdes d'origine monosperme* conduit à penser que la spore elle-même est déjà hétérocaryotique, qu'elle offre déjà deux types de noyaux complémentaires.

M. Lange a indiqué comme amphithalle une espèce qu'il dit tétra-

sporique : *Coprinus plagioporus* Romagnesi. Nous avons repris l'étude de ce champignon, sur une des souches qui avait servi aux recherches de M. Lange. Nous avons aisément vérifié l'amphithallie de cette espèce, mais avons reconnu l'existence de basides trisporiques à côté des basides tétrasporiques; leur proportion est variable selon les carpophores; elles apparaissent plus nombreuses sur les lamellules que sur les lames, aux deuxième et troisième générations de basides plus qu'à la première. Cette constatation conduisait alors à se demander si l'amphithallie du *C. plagioporus* n'était pas liée à la production de basides à moins de quatre stérigmates ?

Nous avons abordé ce problème en récoltant ensemble *les spores en place sur une même baside*, puis en les isolant afin d'obtenir les mycéliums auxquels elles donnent naissance. Ces opérations : récolte et isolement des spores, ont été faites à l'aide du micromanipulateur de Fonbrune et ont porté sur 111 basides. Dans quatre cas, les quatre spores d'une même baside tétrasporique ont germé en donnant deux mycéliums bouclés et deux mycéliums non bouclés mais complémentaires. Dans 11 autres cas, sur quatre spores, trois ou deux seulement ont germé, mais les mycéliums nés des spores d'une même baside sont encore de deux types (avec ou sans boucles). A titre documentaire, signalons que deux basides trisporiques analysées ont donné, l'une, trois mycéliums diploïdes, l'autre, deux mycéliums bouclés et un non bouclé. Il ressort de l'énoncé de ces résultats que toutes les basides tétrasporiques du *C. plagioporus* portent à la fois des spores haploïdes et des spores diploïdes. C'est la première fois qu'est *expérimentalement prouvée* l'existence de *basides tétrasporiques « amphithalles »*.

Nous déplorons le pourcentage élevé d'échecs à la germination des spores, mais l'imputons soit à leur maturité insuffisante au moment du prélèvement sur la baside, soit, comme M. Lange l'a signalé, à la déficience de certains jeunes mycéliums tôt abortifs.

Comme pour l'*A. pediades*, nous avons réussi la microdissection de quelques jeunes germinations et nous concluons, ici encore, à leur *hétérocaryose* puisque, à partir de germinations diploïdes, nous avons formé dans cinq cas des « néohaplontes ». Nous avons pu remarquer qu'ils ont les mêmes caractères végétatifs que les haplontes : luxuriance ou nanisme de leur mycélium, formation d'oïdies, etc. Ils ont aussi le même comportement « sexuel » que les haplontes vrais, puisque nous avons reconnu, en les confrontant, que trois néohaplontes d'un même mycélium diploïde appartiennent à deux groupes compatibles de polarité. Tout se passe comme si des noyaux complémentaires, déjà présents dans la spore, se séparaient dans certaines ramifications des jeunes germinations diploïdes

On sait qu'en règle générale, la troisième division a lieu dans la spore

chez les Agaricales chromosporées et, comme l'hétérothallie a été reconnue chez un grand nombre d'entre elles, cette troisième division n'est sans doute pas réductionnelle. Pour expliquer à la fois l'hétérocaryose des germinations diploïdes et l'existence de basides tétrasporiques amphithalles chez le *C. plagioporus*, le plus simple est alors de supposer que la troisième division peut avoir lieu à l'intérieur même de la baside ou dans les stérigmates.

(1) *Species concept in the genus* Coprinus, Copenhague, 1952.
(2) *Amer. J. Bot.*, 46, 1929, p. 663-701.
(3) *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 1334.

(*Laboratoire de Botanique de la Faculté des Sciences, Lyon.*)

PHYSIOLOGIE. — *Recherches préliminaires sur la variation des lésions pulmonaires en fonction du rapport des pressions dans les décompressions explosives et sur les causes de gravité des décompressions itératives.* Note de MM. **François Violette** et **René Senelar**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Lorsque la décompression d'une cabine pressurisée est plus rapide que la décompression pulmonaire des êtres vivants qui s'y trouvent, une surpression transitoire peut se produire à l'intérieur du poumon et y causer des lésions histologiques. Nous étudions ici l'importance des lésions en fonction du rapport des pressions et les causes de gravité des décompressions itératives.

Depuis les recherches de Smith (1) et d'Edelmann (2), on sait de façon certaine que la trop grande rapidité de décompression d'une cabine pressurisée peut, à elle seule, constituer une cause de lésions pulmonaires pour l'animal et pour l'homme. Si la vitesse de décompression de la cabine est supérieure à la vitesse de décompression du poumon, une surpression pulmonaire peut, en effet, se produire et éventuellement entraîner des lésions pulmonaires.

L'étude d'ensemble de l'expérimentation antérieure, confirmée par les expériences de l'un de nous (3), a permis de montrer que les lésions semblent dépendre non de la différence de pression entre la cabine et l'atmosphère extérieure, mais du rapport de ces deux pressions, les rapports inférieurs à 2,3 semblant inoffensifs. Edelmann (2) avait recherché et montré une évolution des lésions avec le temps. L'étude bibliographique des rapports de pression permettant d'obtenir des lésions réversibles nous a montré que celles-ci sont obtenues pour des rapports proches de la valeur critique. Mais comme, en fait, l'étude bibliographique montrait que la détermination du rapport critique ne reposait que sur un nombre relativement petit d'expériences et que la notion de réversibilité ne semblait pas avoir le même

sens pour les différents auteurs, signifiant pour les uns *restitutio ad integrum* mais, pour les autres, guérison par cicatrisation et perte de la valeur fonctionnelle, nous avons repris ces recherches.

Nous nous sommes successivement proposé de contrôler par la méthode histologique, sur un nombre suffisant d'animaux, la valeur du rapport critique et, en cas de lésions, de rechercher leur éventuelle réversibilité vers la *restitutio ad integrum.*

Nous avons utilisé la technique classique du double caisson. Un coefficient de fuite de l'ordre de $1/3\,m^2/m^3$ pour le caisson représentant la cabine pressurisée nous garantissait une vitesse de décompression toujours plus rapide que celle du poumon des animaux en expérience et la certitude d'obtenir une surpression pulmonaire.

Nous avons utilisé les rapports de pression suivants : 1,4, 1,7, 2,3, 3,1 et 4,6.

Nos expériences portent sur 186 cobayes (ce chiffre ne comprenant pas les témoins utilisés dans chaque série d'expériences). Les animaux utilisés pour chaque série d'expériences étaient divisés en trois lots. Un premier lot était sacrifié immédiatement, le deuxième lot était sacrifié au bout de 24 h, le troisième lot après 48 h afin de rechercher de façon systématique un éventuel processus de régression des lésions. Enfin, quelques animaux ont été sacrifiés au bout de dix jours.

Nous avons obtenu les résultats suivants :

— Les principales lésions histologiques et les plus précoces sont des lésions hémorragiques. L'étude des foyers d'hémorragie par des coupes en série montre que ceux-ci sont dus à la rupture de veinules déjà importantes et probablement périlobulaires et non de capillaires pulmonaires. Nous n'avons jamais observé de rupture artérielle. Ces résultats sont en bon accord avec les données fournies par l'étude des pressions intravasculaires effectuée par l'un de nous ([3]).

— Pour un rapport de 1,4 les animaux sont indemnes et ne présentent aucune lésion histologique.

— Pour un rapport de 1,7 la plupart des animaux sont indemnes. On note toutefois, chez un petit nombre, de très rares microhémorragies.

— Pour un rapport de 2,3 seuls de très rares animaux ne présentent pas de foyer d'hémorragie, mais les lésions sont encore réversibles.

— Pour un rapport de 3,1 on rencontre des foyers hémorragiques chez tous les animaux mais, ici, les lésions laissent habituellement des séquelles en cicatrisant.

Ces résultats confirment en partie les résultats antérieurs. On peut considérer des rapports de pression inférieurs ou égaux à 2,3 comme parfaitement tolérables bien qu'ayant dépassé le seuil absolu, à condition

qu'aucune nouvelle décompression ne survienne avant la guérison des lésions.

Nous avons, sur un petit nombre de sujets, recherché le temps moyen de guérison histologique pour des décompressions de rapport 2,3. Ce temps, toujours supérieur à 48 h, semble être de l'ordre d'au moins dix jours.

Par ailleurs, la présence de lésions réversibles pour des rapports situés entre 1,7, seuil absolu, et 2,3 rapport limite pour observer des lésions réversibles, prend toute sa valeur en cas de décompressions itératives rapprochées. Si, à 24 h d'intervalle, on fait subir à un cobaye deux décompressions de rapport théoriquement tolérable bien que dépassant le seuil absolu, on observe histologiquement une importante extension des foyers hémorragiques, vraisemblablement due à une érythrodiapédèse par suite de la fragilisation de veinules à la suite de la première décompression. Physiologiquement, on obtient une réduction de la surface épithéliale fonctionnelle se traduisant par une importante diminution de la tolérance à l'altitude.

Ces résultats sont importants et mettent en évidence l'existence de deux seuils :

1° un seuil absolu, caractérisé par l'absence totale de foyer microhémorragique ;

2° un seuil relatif plus élevé, caractérisé par la réversibilité des lésions au bout d'un temps de l'ordre de dix jours.

Le seul seuil connu jusqu'ici était le seuil relatif, seuil pratique de lésions pulmonaires pour une décompression isolée. La découverte histologique du seuil absolu permet de comprendre que la sommation, dans un court espace de temps de décompressions situées entre le seuil absolu et le seuil relatif, puisse aboutir à la constitution de lésions entraînant une perte de tolérance à l'anoxémie. Ce dernier résultat est d'un intérêt médico-aéronautique immédiat.

Néanmoins, l'étude par coupes en série des foyers hémorragiques nous a semblé encore insuffisamment probante pour la localisation des ruptures et des points de moindre résistance de l'arbre vasculaire pulmonaire. L'utilisation de techniques histologiques spéciales sur des animaux de plus grande taille fait actuellement l'objet de nos études et semble enfin nous apporter la réponse précise que nous cherchions.

(1) *U. S. Air Force Report*, 1942.
(2) *J. Aviat. Med.*, 17, 1946, p. 596.
(3) *Thèse Sc.*, Paris, 1955, n° 3652.

(*Centre de Recherches de Médecine Aéronautique, Ministère de l'Air, Paris.*)

HÉMATOLOGIE. — *Accumulation de granules ferrugineux dans les mitochondries des érythroblastes.* Note de M. **Marcel Bessis** et Mme **Janine Breton-Gorius**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Le fer s'accumule dans les mitochondries des érythroblastes sous forme de granulations de 70 Å de diamètre environ. On rencontre ces aspects surtout dans des états pathologiques, mais ils existent aussi à l'état normal en très petit nombre. La mitochondrie n'est qu'un lieu de passage pour les granules ferrugineux : sa rupture les libère dans le cytoplasme où ils participent à la synthèse de l'hémoglobine.

Dans des travaux antérieurs, nous avons montré que les érythroblastes contenaient des granulations ferrugineuses de 50 à 100 Å de diamètre, facilement observables au microscope électronique (1). Ces granulations proviennent des cellules réticulaires et elles passent dans l'érythroblaste par un mécanisme qui s'apparente étroitement à celui de la pinocytose (2). Dans la cellule réticulaire, ces granulations proviennent de la digestion des globules rouges phagocytés (3). Ainsi a pu être objectivé le cycle du fer globulaire, provenant des globules rouges vieillis et allant aux globules rouges néo-formés. Dans ces travaux nous avions signalé que, parfois, mais rarement, on constatait que ces amas de granulations très fines étaient limités par une membrane, parfois double. Sur certains malades atteints d'anémie et traités par l'administration de fortes doses de fer, sur des malades atteints d'anémie de Cooley, sur des animaux atteints d'anémie expérimentale par le plomb, nous avons observé un grand nombre d'amas de ce type. Dans beaucoup d'images, on peut avec certitude, identifier des mitochondries bourrées de granulations ferrugineuses. Ces organites présentent une enveloppe double d'épaisseur égale à celle des mitochondries et des crêtes, en général transversales, souvent aussi longitudinales. Les granulations ferrugineuses se trouvent entre les crêtes, que, parfois, elles refoulent et déforment.

L'étude au microscope optique permet de confirmer ces observations. En effet, la réaction de Pearls appliquée à ces préparations, montre que les granulations contenant du fer sont au nombre de 5 à 10 et ont la forme et la disposition des mitochondries; or, au microscope électronique, on ne trouve pas de fer en dehors des mitochondries.

Revoyant avec soin nos préparations concernant des individus ou des animaux normaux, nous nous sommes aperçus que, sans aucun doute, on pouvait observer des granules de fer dans les mitochondries. La différence entre les cas normaux et les cas pathologiques provient de leur nombre et, probablement aussi, du temps de séjour de ces granulations ferrugineuses dans les mitochondries.

Nous ignorons encore complètement comment ces granulations ferru-

PLANCHE I.

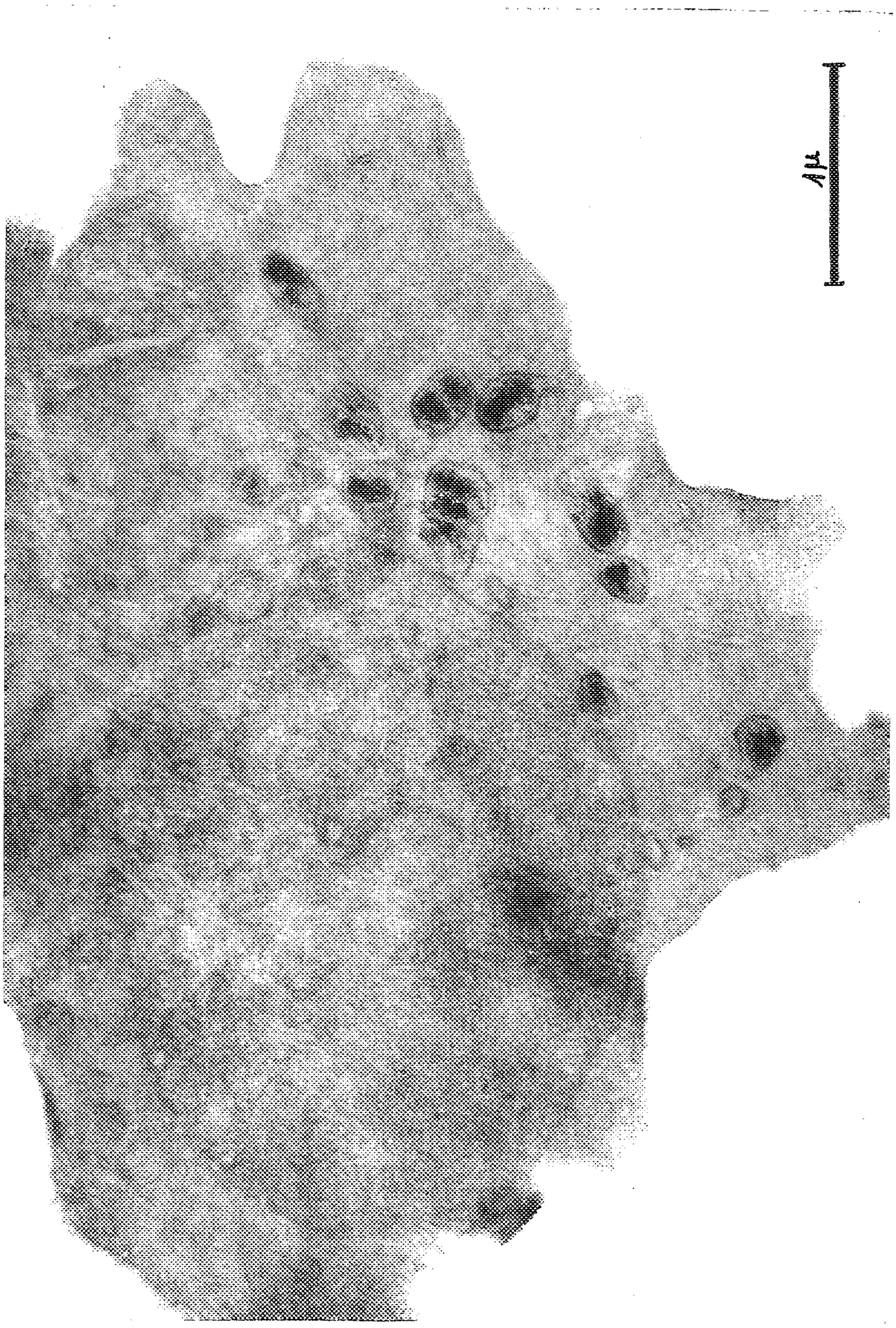


PLANCHE II.



PLANCHE III.

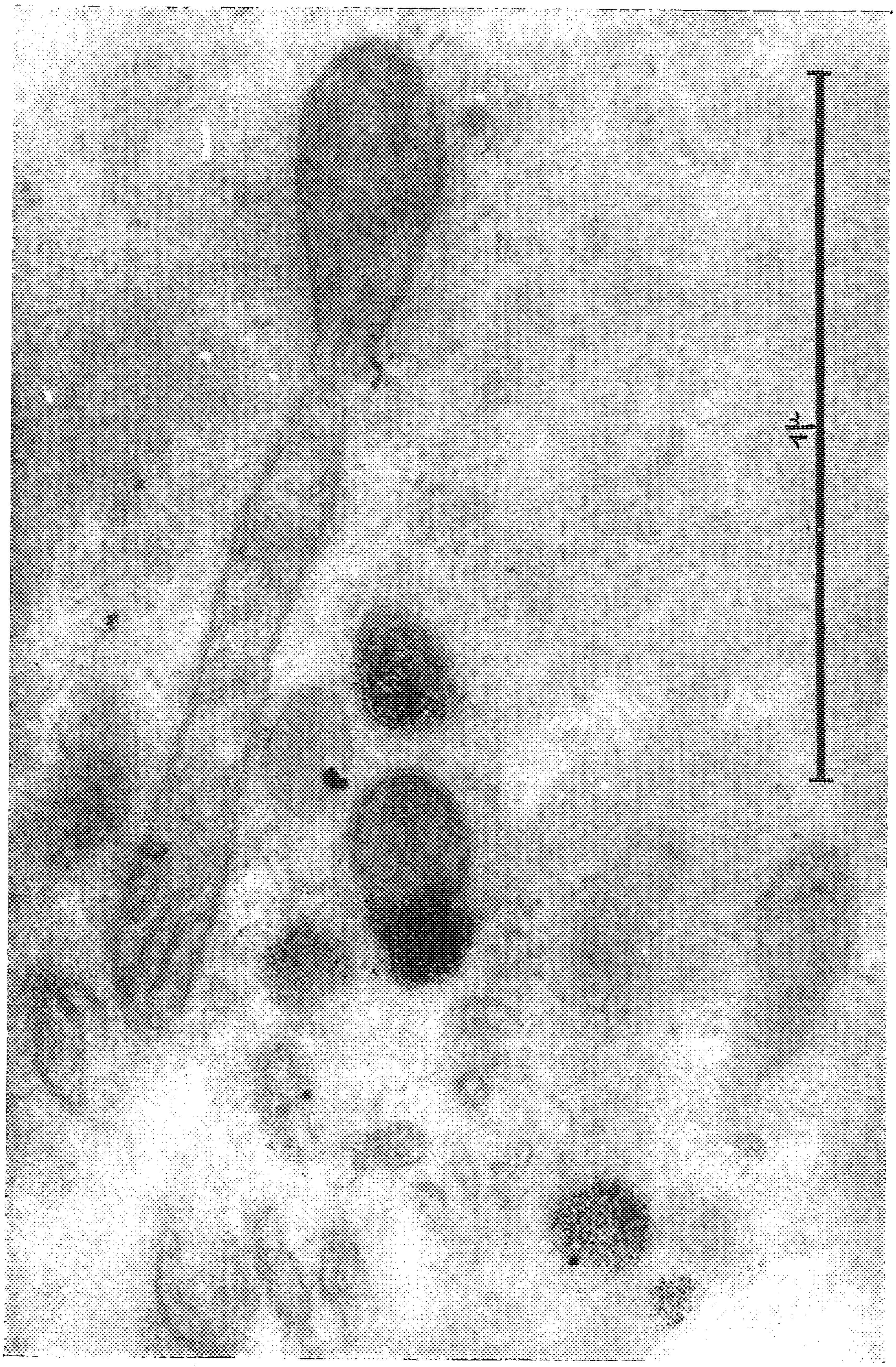
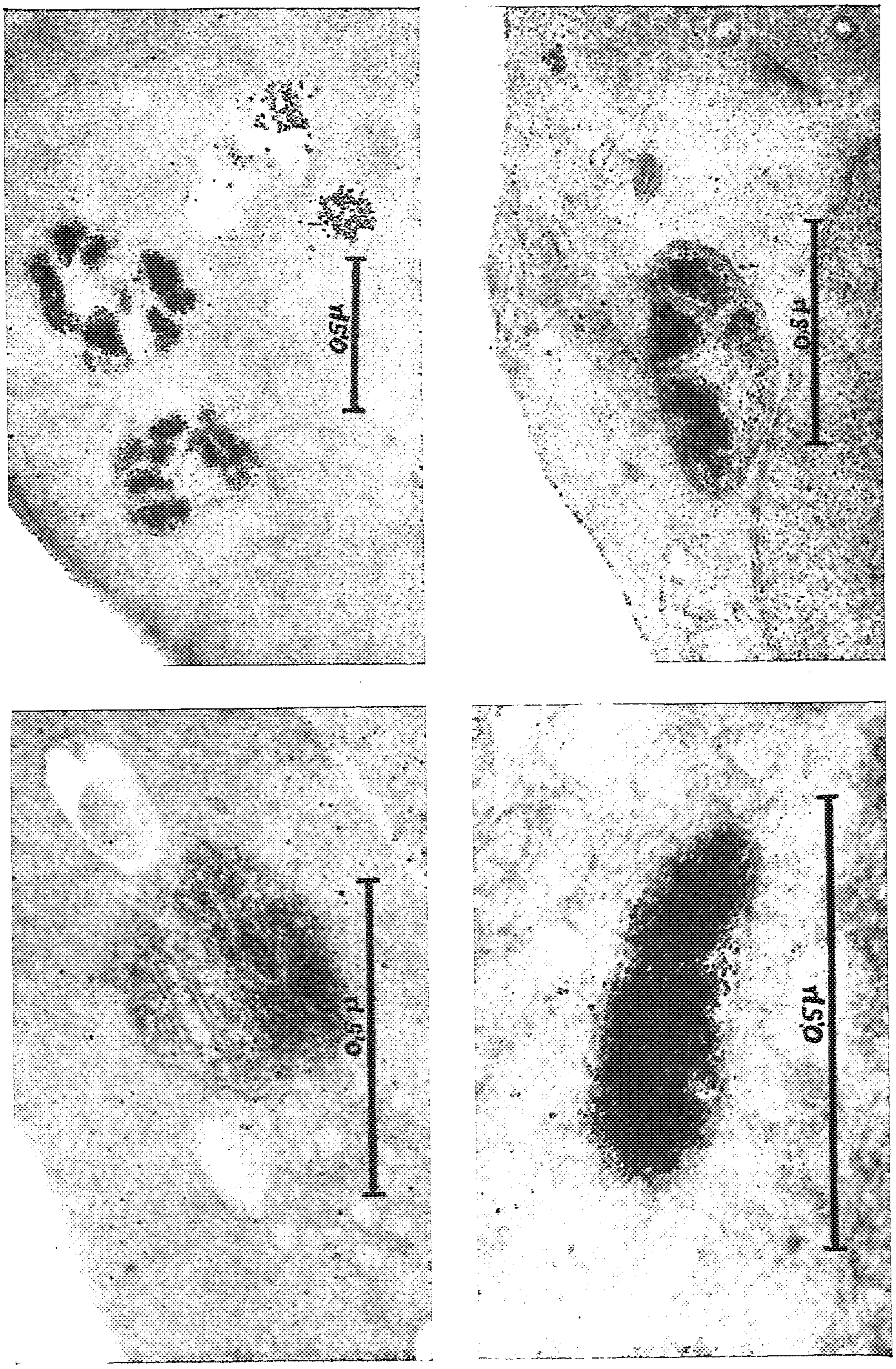


PLANCHE IV.



gineuses pénètrent et se concentrent dans les mitochondries de l'érythroblaste jeune. Par contre, on assiste à tous les stades de la libération de ces granules, qui peut survenir par deux mécanismes différents : tantôt la mitochondrie s'ouvre dans le cytoplasme, tantôt elle commence par gonfler puis ses parois se désagrègent et les granules sont dispersés dans le cytoplasme.

(1) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1235.
(2) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *C. R. Soc. Biol.*, **150**, 1956, p. 1903.
(3) M. Bessis et J. Breton-Gorius, *Rev. Hémat.*, **12**, 1957, p. 43.

(*Centre national de la transfusion sanguine, Laboratoire de Cytologie, Paris.*)

LÉGENDES DES PLANCHES.

Planche 1. — Érythroblaste provenant de la moelle osseuse d'une malade atteinte d'anémie hypochrome, traitée depuis plusieurs années par administration de fer *per os*. Les dix mitochondries sont remplies de masses noires (correspondant aux granulations ferrugineuses) interrompues par les crêtes. (×33 000.)

Planche 2. — Érythroblaste provenant de la même préparation. Le noyau n'apparaît pas sur cette figure. On voit des mitochondries reconnaissables à leurs doubles membranes et à leurs crêtes. Dans trois d'entre elles, on distingue, à un pôle, un amas de granules ferrugineux. (× 95 000.)

Planche 3. — Coupe d'un autre érythroblaste. On voit une mitochondrie très allongée d'aspect normal, et, à côté d'elle, deux mitochondries plus petites contenant des amas de granules. (× 109 000.)

Planche 4.

Fig. 1. — Érythrocyte provenant d'un enfant splénectomisé après accident. Deux mitochondries sont en voie de lyse. Les membranes se sont effacées, il ne subsiste que les amas de fer encore séparés par l'emplacement des crêtes. (× 46 000.)

Fig. 2. — Érythroblaste provenant d'un homme normal. On distingue, à gauche, une partie du noyau avec sa double membrane et, contre elle, une mitochondrie dans laquelle on voit nettement une crête interrompant des amas de granules ferrugineux. (× 68 000.)

Fig. 3. — Érythrocyte provenant d'une anémie de Cooley. Au centre, une mitochondrie en voie de dégénérescence, dans laquelle subsistent encore des crêtes entre lesquelles sont parsemées de fines granulations ferrugineuses. Dans tout le cytoplasme on remarque de fines granulations disséminées. (× 95 000.)

Fig. 4. — Érythroblaste provenant d'un homme normal.
Un très gros amas de granules denses est limité par un reste de membrane. (× 138 000.)

CYTOLOGIE. — *L'ultrastructure de l'appareil de Golgi des Infusoires Ophryoscolecidæ*. Note de Mme **Cécile Noirot-Timothée**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

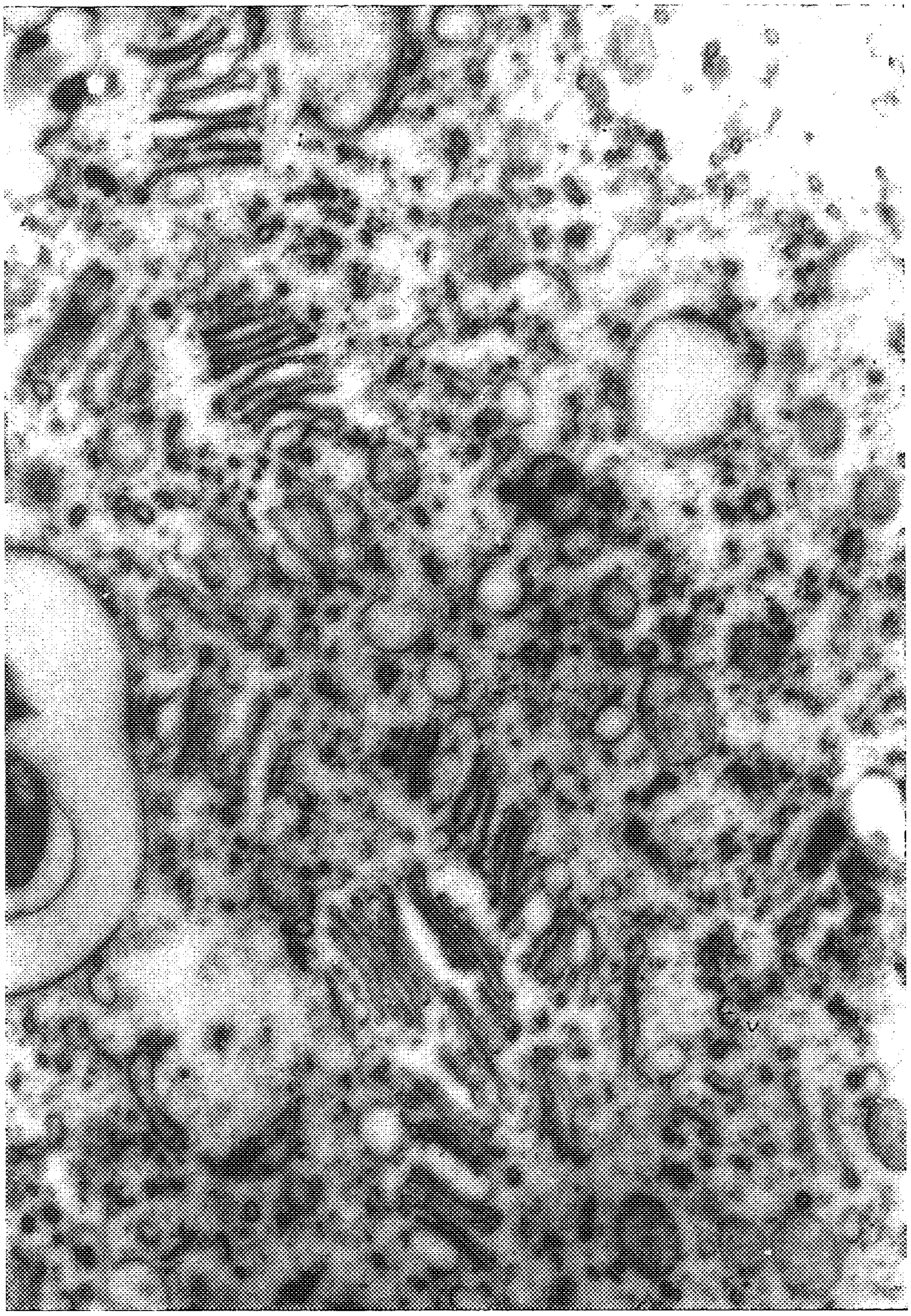
L'appareil de Golgi des Ciliés a donné lieu à de nombreuses controverses et les techniques utilisées en microscopie optique n'ont pas permis de dégager des conclusions définitives. Les méthodes classiques d'imprégnation osmique ont mis en évidence des structures assez variées, en particulier le cortex de la vacuole pulsatile, ce qui a conduit Nassonow (1) et Kraschen-

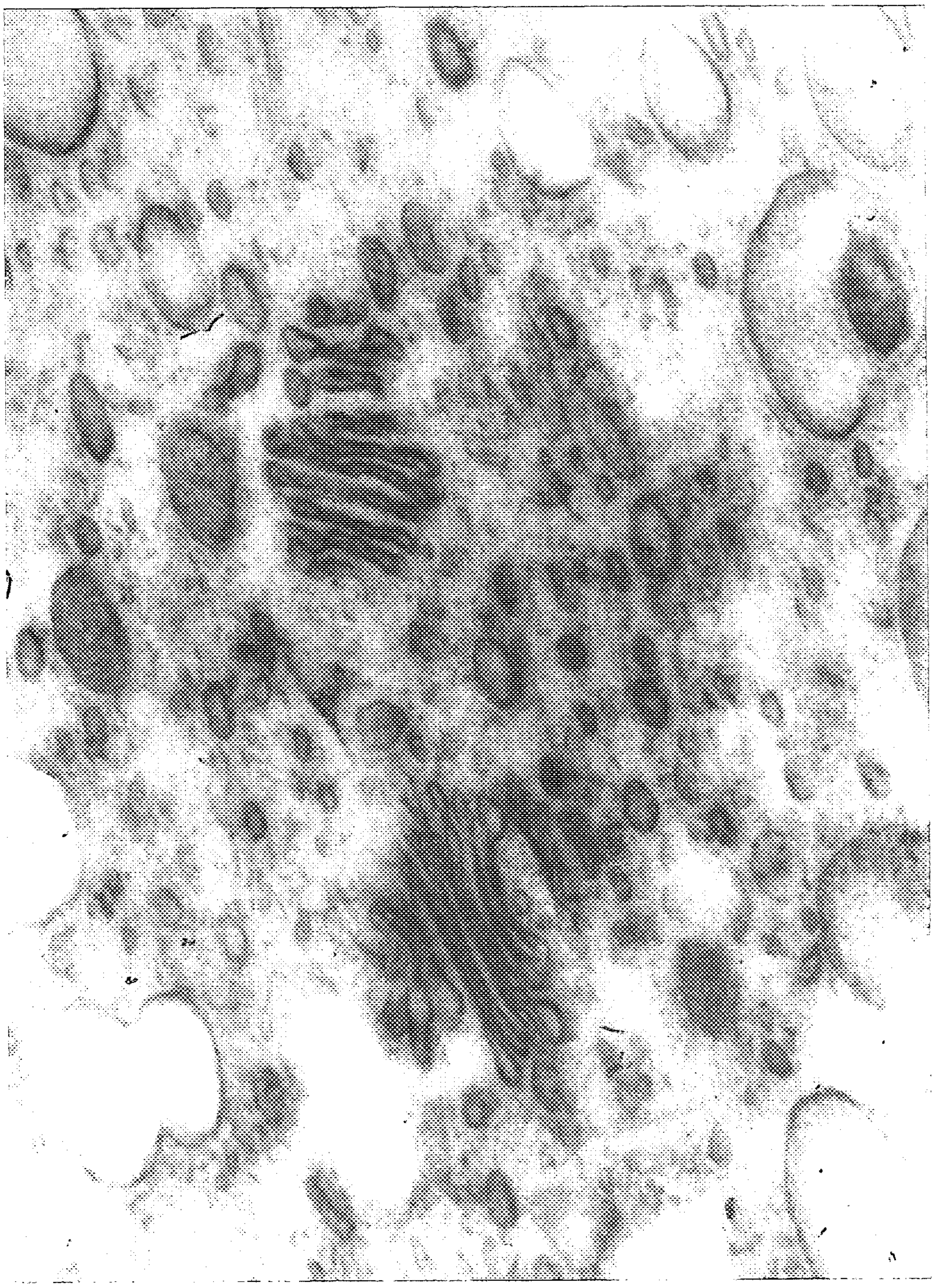
ninikow ([2]) à considérer cet organite comme l'homologue de l'appareil de Golgi. D'autre part, de nombreux granules osmiophiles ont été décrits chez divers Ciliés et supposés de nature golgienne; citons seulement ici ceux que Mc Lennan ([3]) a observés dans l'ectoplasme des Ophryoscolecidæ : petits granules homogènes de 0,5 μ de diamètre environ. En fait, le caractère osmioréducteur de telle structure cellulaire ne suffit pas à l'homologuer à l'appareil de Golgi [Grassé et Hollande ([4]) et Grassé ([5])]. Certaines vésicules osmiophiles cependant possèdent une structure assez proche de celle des dictyosomes; c'est le cas en particulier des éléments en anneaux ou demi-anneaux décrits par Villeneuve-Brachon ([6]) chez *Balantidium elongatum*.

L'imprégnation osmique suivant la technique de Mann-Kopsch, appliquée aux Infusoires Ophryoscolecidæ de la panse des Ruminants, met certes parfaitement en évidence les éléments formateurs de la vacuole contractile, ainsi que les granules ectoplasmiques déjà vus par Mc Lennan, mais elle révèle également des vésicules endoplasmiques très semblables à celles du *Balantidium*. L'aspect de ces éléments rappelle assez celui des dictyosomes classiques, mais, étant donné leurs faibles dimensions (de l'ordre du micron), il est difficile de se prononcer sur leur nature véritable.

Les observations faites au microscope électronique nous permettent, croyons-nous, de lever l'équivoque. En effet, sur des coupes ultraminces, nous avons pu observer, dans l'endoplasme de plusieurs Ophryoscolecidæ, des piles de doubles lamelles ou, mieux, de saccules aplatis (*fig.* 1 et 2). Chacun mesure environ 400 à 500 mμ de long et 10 à 20 mμ d'épaisseur; ils sont séparés les uns des autres par un intervalle de 10 à 30 mμ, pouvant atteindre 100 mμ dans quelques rares cas. Le nombre de sachets constituant une pile est variable, mais souvent égal à 8. On observe assez fréquemment un léger renflement en ampoule des extrémités des saccules (*voir* en particulier le groupe situé au bas de la figure 2); dans d'autres cas plus rares, c'est la partie centrale qui se gonfle en une ou deux vésicules volumineuses (*fig.* 1, 3ᵉ saccule dans le haut à gauche et dernier saccule de la deuxième pile). L'examen des diverses photographies obtenues suggère que les saccules peuvent se résoudre en petites vésicules suivant deux modalités différentes : soit par perlage périphérique, soit par fragmentation plus ou moins totale.

Ces caractéristiques nous incitent à penser que nous avons affaire à un appareil de Golgi qui, pour n'être pas absolument typique, n'en semble pas moins authentique. De telles formations lamellaires ne peuvent être rapportées à aucun autre organite cellulaire connu; elles ne peuvent certainement pas faire partie du système vacuolaire sur la structure duquel nous n'avons que peu d'informations, mais dont la localisation est toute différente puisque toujours ectoplasmique. Rappelons que, chez les Oprhyos-





colecidæ, les deux zones du cytoplasme sont séparées en toute netteté par une membrane continue.

D'autre part, il semble vraisemblable que ces piles de saccules correspondent aux vésicules imprégnées par la méthode de Mann-Kopsch; la taille des éléments et leur localisation sont en faveur de cette interprétation.

Ainsi, après nous avoir fait connaître l'ultrastructure de l'appareil de Golgi, le microscope électronique nous révèle à présent son existence dans beaucoup de cellules où il était, soit discuté, soit inconnu. Sans aucun doute cet organite est un constituant fondamental de la cellule.

(1) *Arch. mikr. Anat. und Entwicklungsmek.*, 103, 1924, p. 438-482.
(2) *Z. Zellf. und Mikr. Anat.*, 8, 1929, p. 470-483.
(3) *Univ. Calif. Publ. Zool.*, 39, 1933, p. 205-238.
(4) *Arch. Zool. exp. gen.*, 82, 1941, p. 301-319.
(5) *Traité de Zoologie*, I, fasc. 1, Masson, Paris, 1952.
(6) *Arch. Zool. exp. gen.*, 82, 1940, p. 1-180.

LÉGENDES DES FIGURES

Infusoires Ophryoscolecidæ. Fixation par l'acide osmique tamponné selon Palade; coupes à l'ultramicrotome Servall Porter; microscope électronique R.C.A.EMU. 3 *a*.

Fig. 1. — Coupe à travers l'endoplasme montrant plusieurs piles de saccules aux bords fréquemment renflés en ampoule et pouvant donner de petites vésicules soit par perlage, soit par fragmentation. On observe en outre des mitochondries aux « crêtes » peu nettes (dans le bas à droite, par exemple), de fines granulations et diverses vacuoles. Noter une vacuole alimentaire sur la gauche de la photo, et, à peu près au centre, un corps ovoïde contenant deux sphérules osmiophiles (× 35 000; grandissement direct : 9 000).

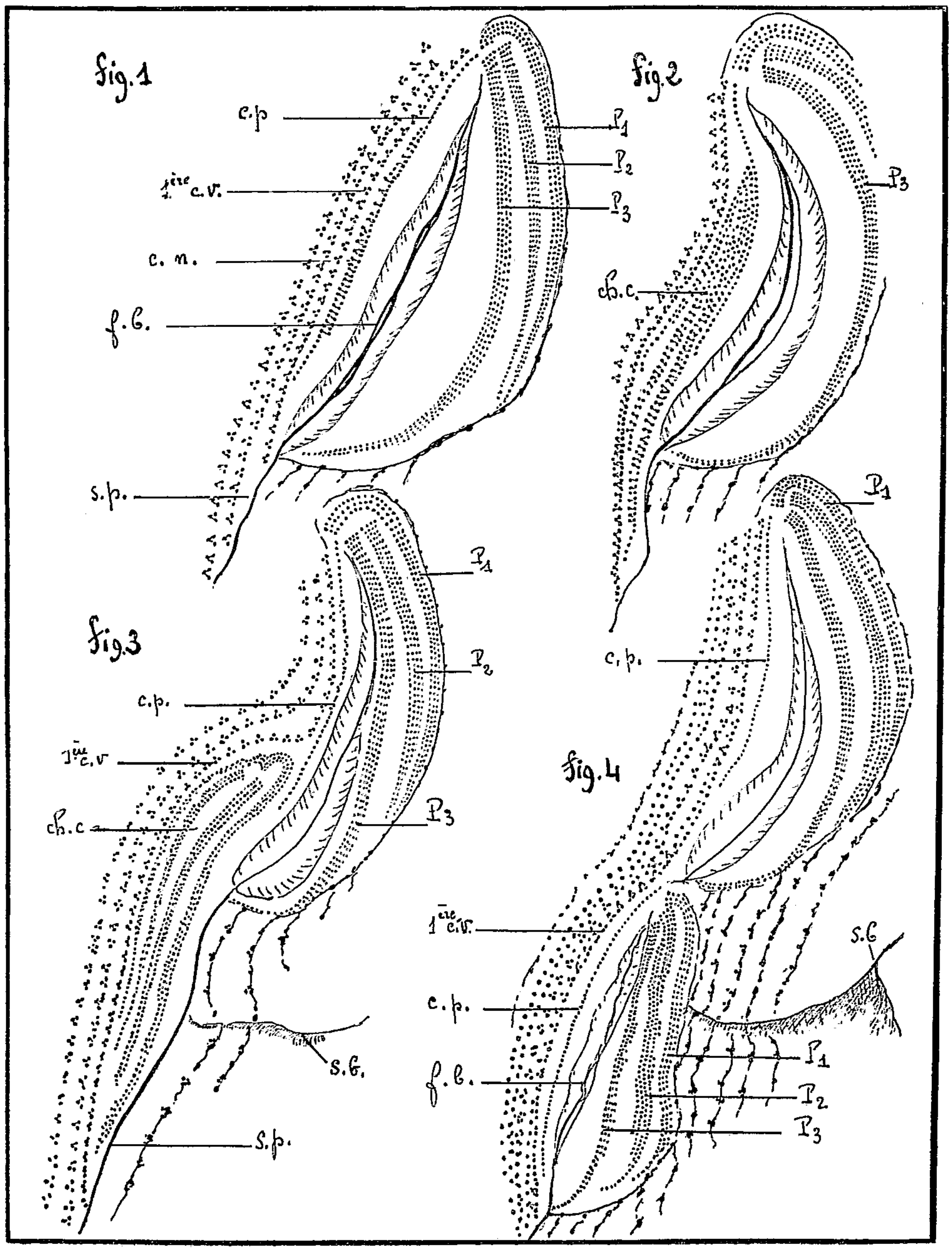
Fig. 2. — Autre coupe à travers l'endoplasme intéressant deux groupes de saccules; celui du haut est coupé un peu en oblique, celui du bas à peu près transversalement; le gonflement des bords des saccules apparaît très nettement (× 82 000; grandissement direct : 33 000).

PROTISTOLOGIE. — *Stomatogenèse chez* Disematostoma tetrædrica (*Cilié Holotriche*). Note de Mlle **Madeleine Roques**, présentée par M. Maurice Caullery.

Dans une Note précédente (1), nous avons décrit les quatre structures ciliaires buccales de *Disematostoma tetrædrica*, constituées par *deux péniculi*, *une troisième polycinétie* comparable à un quadrulus et *une cinétie parorale* (*fig.* 1).

L'étude de la morphogenèse de bipartition montre que la duplication homothétique du système ciliaire buccal dépend de la cinétie parorale. L'ébauche de cette nouvelle ciliature péristomienne commence, en effet, par la multiplication de ses cinétosomes. A l'exception des 15 à 20 cinétosomes antérieurs, qui paraissent ne se multiplier jamais; les autres ciné-

tosomes de la cinétie parorale forment une nouvelle cinétie, à sa droite, par un processus d'élinéation (*fig.* 1). La cinétie néoformée s'allonge vers l'arrière de la bouche et constitue, en même temps, un champ ciliaire qui s'accroît en forme de fuseau, entre la cinétie parorale et la première cinétie



P_1 et P_2, péniculi; P_3, 3e polycinétie; *c. p.*, cinétie parorale; 1re *c. v.*, 1re cinétie vestibulaire; *c. n.*, cinétie néoformée; *ch. c.*, champ ciliaire; *f. b.*, fente buccale; *s. p.*, suture postorale; *s. b.*, sillon de bipartition.

vestibulaire. A partir de ce champ, trois groupes de cinéties jumelées s'isolent et se déplacent tout le long de la suture postorale et à sa droite (*fig.* 2). Chacun d'eux a un aspect scalariforme; les cinétosomes sont disposés régulièrement par paires et réunis par une strie argyrophile. Un quatrième groupe apparaît ensuite. L'ensemble comporte alors quatre travées cinétosomiennes à peu près parallèles entre elles. Elles évoluent dans une fossette qui s'agrandit tout en restant longtemps en rapport avec la cavité vestibulaire.

Le modelage progressif des nouvelles structures ciliaires orales permet de suivre facilement leurs destinations respectives. Les doubles lignes cinétosomiennes se transforment très vite, par élinéation (*fig.* 3). La travée, immédiatement à droite de la suture postorale, s'incurve en crosse et représente le peniculus P_1. Le peniculus P_2 s'organise en même temps. Le groupe de cinéties P_3 vient contourner la partie postérieure de la nouvelle fosse vestibulaire, isolée complètement de celle du proter. Enfin, la nouvelle cinétie parorale (qui est celle de l'opisthe) se différencie à partir des cinétosomes du quatrième champ ciliaire, qui dégénère ensuite. La fente péristomienne s'ouvre plus tard entre la polycinétie P_3 et la cinétie parorale (*fig.* 4).

La cinétie parorale primitive ne s'est pas allongée; elle demeure inchangée, après sa duplication initiale, à la limite du champ ciliaire stomatogène, dont elle se dégage à mesure que celui-ci progresse vers le pôle postérieur.

Les cinéties vestibulaires ne participent pas à la stomatogenèse; elles gardent leur individualité; elles s'allongent, par multiplication de leurs cinétosomes, comme les autres cinéties somatiques, quand les processus de bipartition s'annoncent. Elles s'incurvent, laissant la place à l'ébauche buccale; puis, elles s'ordonnent autour de la nouvelle bouche.

L'organisation du nouveau cytostome est déjà avancée quand les signes précoces de la bipartition du système ciliaire somatique se manifestent. La réorganisation ciliaire somatique et buccale est terminée, tandis que le sillon équatorial, qui séparera le proter de l'opisthe, s'approfondit.

A partir de ce stade, l'opisthe possède une bouche autonome, dont les structures cinétosomiennes ont été néoformées par la cinétie parorale. Celle-ci est bien la « cinétie stomatogène », qui a perdu son caractère somatique primitif et est incorporée au système ciliaire buccal, comme chez certains Ciliés Hyménostomes [Mugard (2) et Fauré-Frémiet (3)].

(1) *Voir* 1re Note sur *Disematostoma tetrædrica.*

(2) *Ann. Soc. noct. Zool.*, 10, 1948, p. 171-268.

(3) *Bull. Soc. Zool. France*, 79, 1954, p. 311.

ANATOMIE COMPARÉE. — *Sur les sillons fondamentaux du Lobe occipital des Primates*. Note de M[lle] **Madeleine Friant**, présentée par M. Émile Roubaud.

Synthèse des sillons fondamentaux de la région occipitale du Cerveau des Lémuriens, des Singes et de l'Homme (1).

Le Lobe occipital, déjà ébauché sur le Cerveau du Tarsier et des Lémuriens, est bien développé chez les Singes et, surtout, chez l'Homme. En rapport avec l'extension considérable et la flexion du *Neopallium*, il caractérise le Cerveau des Primates, bien qu'on en trouve une indication chez d'autres Mammifères, l'Otarie, par exemple.

Sur sa Face Interne, on observe deux sillons très constants : 1° la Calcarine, qui marque, par définition, la limite antérieure de l'Aire visuelle ou striée, d'où les noms de *Præstriatus* et de *Limitans areæ striatæ* qu'on lui donne aussi; 2° la Paracalcarine (Sillon pariéto-occipital) (2), qui prolonge la Calcarine, vers le haut, et demeure, en général, séparée de l'Intercalaire (Calloso-marginal). Ces deux *sulci* représentent la région postérieure du Splénial, sillon fondamental du *Neopallium* mammalien. De plus, en raison de l'extension de la région occipitale, la Calcarine possède, ici, un prolongement postérieur, la Rétrocalcarine. Calcarine, Paracalcarine et Rétrocalcarine constituent le « Système calcarin », typiquement en forme de *lambda* couché (*fig.* A).

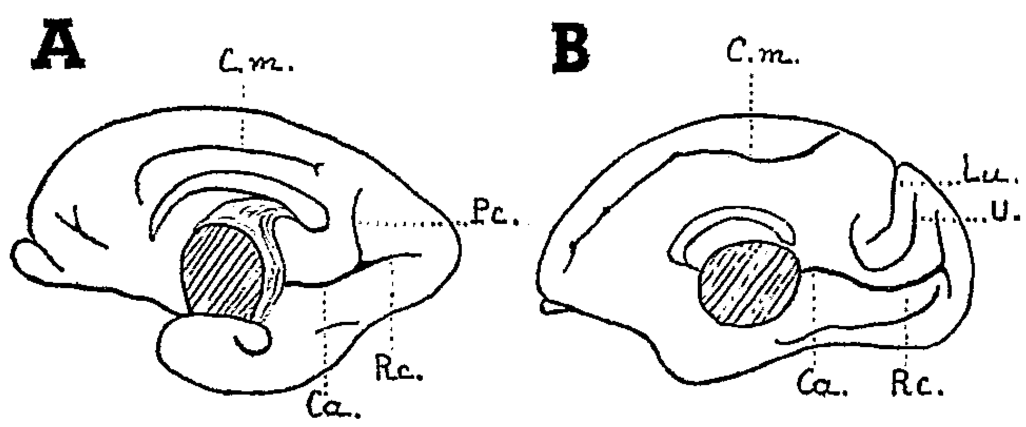
Sur la Face Externe du Lobe occipital, un sillon, indiqué chez les grands Lémuriens (Hapalemur, Indri, Propithèque) et très développé chez les Singes, est le Sulcus lunatus : originellement, il forme la bifurcation postérieure d'un sillon fondamental, le Latéral (Intrapariétal) (3); le *Sulcus lunatus* des Singes affecte l'aspect d'un arc à convexité antérieure, dont la lèvre postérieure (Opercule simien), largement operculisante, marque, vers l'avant, la limite de l'Aire visuelle, sur cette face. Chez l'Homme adulte, le *Sulcus lunatus* est, le plus souvent, indiscernable; cependant, G. Elliot Smith l'a observé sur des Cerveaux d'Égyptiens et je l'ai, moi-même, décrit sur des Cerveaux fœtaux d'origine parisienne.

Il ne sera pas question des sillons radiaires, bien connus chez l'Homme, qui ne rentrent pas dans le cadre de cet exposé.

Le Lobe occipital des Singes de l'Ancien Monde est intéressant à étudier.

Chez les Semnopithecidæ (*Semnopithecus*, *Nasalis*, etc.), dont le Système calcarin est, comme typiquement, en *lambda* couché, bien que la Paracalcarine soit, par définition, un sillon de la face interne des Hémisphères, elle empiète sur la face externe, où un étroit pli de passage, parfois profond, la sépare du *Sulcus lunatus*. Les grands Anthropoides, par leur lobe

occipital, se rapprochent des *Semnopithecidæ*, bien que, chez eux, la Paracalcarine ne passe pas sur la face externe et que le *Sulcus lunatus* soit, parfois, indépendant du Latéral.



Face interne de l'Hémisphère cérébral droit de deux Primates.

A. *Propithecus Verreauxi* A. Grand. (LÉMURIENS) de Madagascar. Adulte des Collections du Muséum de Paris (Anatomie comparée). Longueur réelle de l'Hémisphère : 47 mm.
Le Système calcarin est en *lambda* couché.

B. *Macacus sinicus* Lacép. (SINGES CATARHINIENS, *Cercopithecidæ*) de Ceylan. Fœtus avancé des Collections de M. le Professeur W. C. Osman Hill (Londres). Longueur réelle de l'Hémisphère : 41 mm.
Le Système calcarin comporte la branche postérieure du Sillon en U (Paracalcarine).
Ces deux pièces ont été amenées à la même longueur, pour faciliter les comparaisons.
Ca, Calcarine; C. m., Intercalaire (Calloso-marginal); Lu, *Sulcus lunatus*; Pc, Paracalcarine (Sillon pariéto-occipital); Rc, Rétrocalcarine; U, Sillon en U.

Les CERCOPITHECIDÆ, au point de vue cérébral, comme au point de vue de leur aspect extérieur, possèdent des caractères très spéciaux. Chez un grand nombre d'entre eux (*Macacus*, *Cercocebus*, *Cercopithecus*, d'après les descriptions de G. Elliot Smith), le Système calcarin, dont j'ai observé le développement chez le *Macacus sinicus* Lacép. [4], n'est nullement en *lambda* couché : la Calcarine, prolongée, vers l'arrière, par la Rétrocalcarine bifurquée, forme, avec elle, une courbe à concavité supérieure, au-dessus de laquelle se place un sillon en U (*fig.* B), entourant l'extrémité d'un autre sillon, venu de la face externe, le *Sulcus lunatus* [5]. D'après G. Elliot Smith, la branche postérieure du Sillon en U représente, seule, la Paracalcarine, alors que sa branche antérieure forme la partie terminale de l'Intercalaire. La présence de ce sillon est en rapport avec une disposition particulière : l'extension du *Sulcus lunatus* jusque sur la face interne, extension elle-même liée au rapprochement considérable du Latéral (Intrapariétal) du bord supérieur de l'Hémisphère.

Chez l'Homme, au cours de la vie prénatale, le Système calcarin, déjà constitué au septième mois, ressemble à celui des Lémuriens [6]; puis, Rétrocalcarine et Paracalcarine s'allongent et, à la naissance, comme, plus tard, chez l'Adulte, la Rétrocalcarine, légèrement bifurquée, atteint presque le pôle occipital, tandis que la Paracalcarine, par son extrémité, le *Sulcus paracalcarinus* de G. Elliot Smith [7], passe sur la face externe, où elle est proche du Latéral (Intrapariétal). Quant au *Sulcus lunatus*, nous l'avons dit, il est, le plus souvent, indiscernable.

En résumé, le Système calcarin des Primates est, dans l'ensemble, très homogène. Sa morphologie demeure primitive, en *lambda* couché, sur le Cerveau du Tarsier et des Lémuriens, d'une part, celui des *Semnopithecidæ*, des Anthropoïdes et de l'Homme, d'autre part, au stade fœtal, surtout. Par contre, dès avant la naissance, chez la plupart des *Cercopithecidæ*, le Système calcarin affecte l'aspect d'un T couché (Calcarine + Rétrocalcarine), surmonté d'un sillon en U dont, seule, la branche postérieure appartient au Système : c'est la Paracalcarine (Sillon pariéto-occipital).

Le *Sulcus lunatus*, déjà marqué chez les grands Lémuriens, est très développé chez les Singes, où il représente la bifurcation postérieure du Latéral (Intrapariétal). Ce sillon, le plus important du Lobe occipital, sur sa face externe, est, cependant, difficile à distinguer chez l'Homme, où, dans les cas les plus favorables, il est très court et isolé.

(1) Les termes d'Anatomie comparée seront usités, ici, et les termes correspondants d'Anatomie humaine, mis entre parenthèses, pour faciliter la compréhension du texte. M. Friant, *Acta anatomica*, 25, 1955, p. 183.

(2) M. Friant, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 329.

(3) M. Friant, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 351.

(4) M. Friant, *Ann. Soc. Roy. Zool. Belgique*, 84, 1953, p. 39-59.

(5) M. Friant, *Eight Pacific Science Congress and Fourth Far-Eastern Prehistory Congress*, 16-28 novembre 1953, p. 547.

(6) M. Friant, *Anatomie comparée du Cerveau*, Paris, Prisma, 1947, pl. 12, 32, 33, 34, 36, 37, 42 et 43.

(7) M. Friant, *Comptes rendus*, 218, 1944, p. 521.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *L'individualité chimique chez le pin maritime* (Pinus pinaster *Sol*). Note de M. **Auguste Oudin**, présentée par M. Philibert Guinier.

Dans une précédente Note (1), j'ai signalé, dans les places d'expériences établies par la Station de recherches forestières dans les forêts de Lacanau (Gironde) et de Saint-Trojan (Charente-Maritime), l'existence d'individus de Pin maritime (*Pinus pinaster* Sol), produisant une gemme anormale.

On admet que, sous 10 cm et pour la raie J de l'arc du mercure, la rotation de l'essence de térébenthine du Pin maritime est normalement de — 30°. Ce chiffre a été obtenu en partant de l'essence de térébenthine du commerce, résultant de la distillation d'un mélange de gemmes provenant d'un grand nombre d'arbres : il représente donc une moyenne. Dans les places d'expériences de la Station de recherches forestières, on a récolté et étudié séparément la gemme de chaque arbre, repéré par un numéro (2). Or, parmi des milliers d'arbres dont la gemme a été analysée, huit pins ont produit une essence de térébenthine présentant une rotation de + 2°, + 3° et, exceptionnellement, + 12°. Deux ou trois autres pins ont donné

des essences dont la rotation était de — 40°. Les variations saisonnières constatées ont été faibles. Ces observations, faites pour la première fois, en 1924, par l'Institut du Pin à Bordeaux, ont été confirmées par de nouvelles mesures faites de 1924 à 1938. On est en droit de conclure que, à quelques degrés près, la rotation de l'essence de térébenthine fournie par un pin maritime donné reste sensiblement constante : elle semble caractériser l'individu. Une telle particularité chimique a d'ailleurs été admise par L. Cuénot (3) comme pouvant constituer un caractère racial.

En vue de vérifier si ce caractère est héréditaire, j'ai cherché à obtenir par autofécondation quelques graines des arbres à gemme anormale. A cet effet, en 1932, la cime ou une branche principale des arbres choisis a été encapuchonnée, avant la floraison, à l'aide d'une housse en toile très serrée, empêchant l'accès du pollen émis par les arbres voisins. Quelques cônes ont été obtenus; les graines qui en ont été extraites ont été semées et les sujets qui en sont issus ont été, dans la région de Lacanau, plantés et soigneusement numérotés. Malheureusement ils se trouvaient placés à peu de distance de l'Atlantique : durant l'occupation ils n'ont pu être régulièrement surveillés, certains numéros ont disparu, quelques pins provenant de semis naturels se sont intercalés; il ne reste plus que quelques arbres. L'expérience est compromise; les résultats n'en peuvent être aussi probants qu'on aurait pu l'espérer. Néanmoins ces pins de seconde génération ont été gemmés en 1955, sous le contrôle de M. l'Ingénieur des Eaux et Forêts Guinaudeau, et la gemme récoltée a été analysée à l'Institut du Pin de Bordeaux. Les résultats extrêmes sont les suivants : un arbre a fourni une essence de térébenthine dont la rotation est de + 4°,25 tandis que pour un autre la rotation est de — 38°,5.

Il semble donc que les particularités constatées en 1924 chez certains individus se retrouvent dans leur descendance et qu'on peut admettre l'existence, dans l'espèce Pin maritime, de races physiologiques distinctes par les propriétés optiques du produit de sécrétion.

(1) *Comptes rendus*, 195, 1932, p. 185.

(2) A. Oudin, *Ann. Éc. Eaux et Forêts*, 7, fasc. 1, 1938, p. 222-226.

(3) *L'espèce*, p. 217 et 257.

CHIMIE BIOLOGIQUE ANALYTIQUE. — *Dosage de la choline en spectrophotométrie ultraviolette*. Note de M. **Jean-Louis Delsal**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

En précipitant le chlorure de choline, en milieu isopropanol par une solution de sel de Reinecke dans l'isopropanol et en dissolvant le reineckate de choline, après lavages, dans le méthanol, il est possible de doser à 3 100 Å de 20 à 60 µg et à 2 350 Å de 5 à 40 µg de chlorure de choline dans 10 ml de méthanol.

Le principe du dosage colorimétrique de la choline, précipitée par le sel de Reinecke, a été donné par F. J. R. Beattie [1]. Les lectures à 5 250 Å permettent de titrer de 100 à 500 μg de chlorure de choline par millilitre d'acétone.

Cette méthode a été transposée dans l'ultraviolet par R. J. Winzler et E. R. Meserve [2] et par Petersen [3]. Le chlorure de choline est précipité en milieu aqueux et le reineckate de choline est dissout dans l'acétone. A 3 270 Å on peut titrer de 5 à 25 μg de chlorure de choline par millilitre d'acétone.

Lorsqu'on veut doser la phosphatidylcholine et déterminer le rapport : phosphore/choline, on dispose pour le dosage du phosphore, d'une méthode très sensible permettant de titrer de 0,5 à 4 μg de phosphore dans 4 ml de *n*-butanol [4], soit au maximum 1 μg de phosphore par millilitre. Pour le dosage de la choline il serait utile d'avoir la même sensibilité et de pouvoir doser, avec la même précision, un maximum de 5 μg de chlorure de choline par millilitre. Or la méthode à 3 270 Å ne permet pas une telle sensibilité.

Nous montrons qu'on peut obtenir ce résultat à condition de faire la précipitation du chlorure de choline en milieu isopropanol et non aqueux et de dissoudre le reineckate de choline dans le méthanol et non dans l'acétone.

Précipitation de la choline. — D. Glick [5] a montré que le reineckate de choline était moins soluble dans le *n*-propanol que dans les autres solvants. Nous avons trouvé que l'isopropanol dissout encore un peu moins de reineckate de choline. Or l'isopropanol peut dissoudre 10 mg de sel de Reinecke et 13 mg de chlorure de choline par millilitre. On peut donc précipiter la choline en milieu strictement isopropanol. Dans ces conditions la solubilité du reineckate de choline est minimum, ce qui apporte un très grand avantage en microanalyse. Cette méthode de précipitation très sensible donne, avec 1 μg de chlorure de choline, un précipité facilement visible en éclairant le tube latéralement et en l'examinant sur fond noir. Cette réaction est 20 fois plus sensible que celle de Florence.

Lavages du reineckate de choline. — Ils sont effectués avec des solutions saturées de reineckate de choline dans l'isopropanol et dans l'éther. Ces solutions de moins de 24 h seront centrifugées avant emploi.

Dissolution du reineckate de choline. — L'acétone est ici un très mauvais solvant pour la spectrophotométrie en ultraviolet, puisqu'à 3 270 Å il absorbe très fortement : 4 % de transmission sous 1 cm. Il en résulte que cette longueur d'onde ne correspond pas du tout au minimum d'absorption du reineckate de choline. Par contre, le méthanol contrôlé par voie spectrale qui dissout à plus de 20° par millilitre, un poids de reineckate de choline correspondant à 175 μg de chlorure de choline absorbe peu dans l'ultra-

violet : 80 % de transmission à 2 350 Å et 96 % à 3 100 Å pour une cuve de 1 cm d'épaisseur.

Spectres d'absorption du sel de Reinecke et du reineckate de choline dans le méthanol et l'isopropanol. — Une solution de sel de Reinecke ou de reineckate de choline dans le méthanol a un spectre d'absorption dans l'ultraviolet (2 100 à 3 500 Å) présentant deux maxima à 2 350 et 3 100 Å et deux minima à 2 200 et 2 560 Å. Il est donc possible, avec le méthanol, de faire les lectures à 2 350 Å (sensibilité maximum) ou à 3 100 Å (sensibilité réduite de 30 %).

Le spectre du sel de Reinecke ou du reineckate de choline dans l'isopropanol présente également deux maxima d'absorption à 2 360 et 3 120 Å et deux minima à 2 200 et 2 560 Å.

Il en résulte que le spectre est celui de l'ion reineckate et que le lavage du reineckate de choline par la solution saturée de reineckate de choline dans l'isopropanol devra être effectué avec soin pour enlever l'excès de sel de Reinecke.

Ajoutons que ces spectres se modifient au cours du temps, la densité optique à 2 350 et 3 100 Å diminue régulièrement jusqu'à la disparition totale de ces deux maxima. Il est donc indispensable d'utiliser pour la précipitation des solutions fraîches de sel de Reinecke dans l'isopropanol et pour les lavages des solutions saturées (ayant moins de 24 h) de reineckate de choline dans l'isopropanol et dans l'éther.

Technique du dosage. — Après hydrolyse de la phosphatidylcholine, élimination des acides gras et dissolution de la choline dans l'éthanol absolu selon la méthode de P. Fleury et H. Guitard [6], on verse quantitativement l'extrait éthanolique dans un tube à centrifuger conique de 12 ml. On chasse l'éthanol sous vide, à une température inférieure à 45°, et dissout la choline (20 à 60 μg) dans 0,5 ml d'isopropanol purifié. On ajoute 1 ml de solution fraîche de sel de Reinecke, recristallisé, dans l'isopropanol (1 mg/ml, centrifugée avant emploi). La précipitation du reineckate de choline est immédiate. Après 1 h à la température du laboratoire on centrifuge et décante le surnageant à la pipette capillaire. On verse lentement 1 ml de solution saturée de reineckate de choline dans l'isopropanol le long des parois du tube à centrifuger. On met le précipité en suspension et centrifuge. On décante et lave les parois du tube avec 1 ml de solution saturée de reineckate de choline dans l'éther. On remet le précipité en suspension, centrifuge et décante. On le dissout ensuite dans 10 ml de méthanol. Après un repos de 30 mn, à l'obscurité, on effectue les lectures à 3 100 Å avec un spectrophotomètre, cuves en quartz de 1 cm d'épaisseur, contre un blanc de méthanol. Pour le calcul, on se reportera à la droite obtenue en traitant, dans les mêmes conditions, des quantités variables d'une solution de chlorure de choline (recristallisé deux fois et séché sous vide en pré-

sence d'anhydride phosphorique) à 100 µg par millilitre d'isopropanol. La limite maximum est de 6 µg de chlorure de choline par millilitre de méthanol et, malgré cette faible teneur, la précision est de $\pm$ 1,5 %. On peut évidemment augmenter la sensibilité en dissolvant le précipité dans 3 ml de méthanol au lieu de 10 ml.

En faisant les lectures à 3 100 Å on perd en sensibilité, mais on gagne en précision par rapport aux lectures faites à 2 350 Å, celles-ci restant pourtant utilisables pour de plus faibles teneurs en chlorure de choline (5 à 40 µg). Par rapport au dosage à 3 270 Å dans l'acétone cette méthode est 3,3 fois plus sensible à 3 100 Å et 4,7 fois plus sensible à 2 350 Å. A 3 100 Å ce dosage est 30 % moins sensible que les méthodes de H. D. Appleton et col. (7) et D. J. Kushner (8) précipitant la choline sous forme de périodure (instable) et faisant les lectures à 3 650 Å dans le dichlorure d'éthylène. A 2 350 Å il est aussi sensible et il a l'avantage de précipiter la choline sous forme de reineckate stable, en solution méthanolique, pendant au moins 1 h.

(1) *Biochem. J.*, 30, 1936, p. 1554.
(2) *J. Biol. Chem.*, 159, 1945, p. 395.
(3) *Scand. J. Clin. Lab. Inv.*, 2, 1950, p. 14.
(4) J. L. DELSAL et H. MANHOURI, *Bull. soc. chim. Biol.*, 37, 1955, p. 1041.
(5) *J. Biol. Chem.*, 156, 1944, p. 643.
(6) *Ann. Pharm. Franç.*, 6, 1948, p. 252.
(7) *J. Biol. Chem.*, 205, 1953, p. 803.
(8) *Biochim. Biophys. Acta*, 20, 1956, p. 554.

(Institut Razi, Hessarek, Téhéran, Iran.)

PHARMACOLOGIE. — *A propos de l'essai physiologique des cardiotoniques; intérêt des tracés électrocardiographiques.* Note (*) de M. **RENÉ-RAYMOND PARIS**, présentée par M. René Fabre.

L'évaluation de la toxicité des médicaments cardiotoniques par perfusion lente peut présenter des divergences par suite de la difficulté d'apprécier avec exactitude, par palpation précordiale, l'arrêt du cœur. C'est pourquoi il semble intéressant de suivre en même temps l'enregistrement électrocardiographique et de prendre comme repère la suppression des ondes rapides.

Parmi les méthodes d'essai des cardiotoniques (digitale, strophanthus, scille, muguet, etc., et leurs principes actifs) la méthode de perfusion lente de Knaff-Lenz chez le Cobaye, adoptée par la pharmacopée française, est une des plus pratiques et des plus précises. Cependant l'évaluation de l'arrêt du cœur peut donner lieu à quelques erreurs. Si l'utilisation de lots homogènes d'animaux, de techniques rigoureuses, de pompes à perfusion à débit régulier, diminuent les causes d'erreurs, il n'en est pas de même

de l'appréciation de l'arrêt du cœur qui peut donner lieu à certains tâtonnements. Cette estimation peut être effectuée par simple palpation de la région précordiale, par mise à nu du cœur [Miles et Perry ([1])], par mesure de la pression artérielle, soit enfin à l'aide de l'électrocardiographe.

La méthode palpatrice est très délicate et il est difficile d'apprécier les derniers battements cardiaques; si l'on enfonce une aiguille à travers le thorax pour mieux repérer les ultimes contractions, on risque de provoquer une reprise cardiaque; la méthode d'examen direct après ouverture du thorax nous paraît traumatisante, il en est de même de l'enregistrement de la pression artérielle par introduction d'une canule dans la carotide; plus simple et plus physiologique paraît être la technique électrocardiographique. Nous utilisons l'appareil électronique portatif Galileo à une plume avec enregistrement direct sur papier millimétrique (vitesse: 4 cm/s, amplitude : 1 cm pour 1 mV) en dérivation I (membre antérieur gauche et patte antérieure droite) ou III (patte antérieure gauche et patte postérieure gauche) ou encore les dérivations précordiales.

Les animaux sont des cobayes mâles (de 350 à 550 g) à jeun depuis 18 h, anesthésiés par injection intramusculaire d'uréthane à 50 % (0,2 ml pour 100 g); la solution de cardiotonique, réchauffée à 37°, est injectée à la vitesse de 0,6 à 1 ml/mn à l'aide d'une pompe de Jouvelet à une concentration telle que la mort, par arrêt du cœur, survienne aux environs de 15 à 20 mn conformément aux indications de la *Pharmacopée française*, édition 1949.

L'électrocardiogramme permet de suivre l'intoxication cardiaque progressive : ondes rapides régulières, phase de bradycardie (de 0 à 8 mn), puis ondes rapides souvent inversées, arythmie, suppression des ondes rapides (correspondant à la chute brusque de la pression artérielle (10 à 12 mn), faibles reprises cardiaques avec ondes lentes sinusoïdales enfin arrêt progressif des oreillettes (tracé réduit à une ligne droite). L'arrêt du cœur n'est donc pas instantané, il peut s'écouler 1 à 2 mn entre la cessation des ondes rapides (correspondant à l'effondrement de la pression artérielle) et la fin des ondes lentes (arrêt des oreillettes). On a donc le choix entre deux signes différents et suivant qu'on prendra comme point de repère le premier ou le deuxième temps, les résultats obtenus dans l'évaluation du cardiotonique pourront varier de 5 à 10 %.

A noter d'ailleurs que cette différence est moins marquée avec les préparations de strophanthus et l'ouabaïne qu'avec la digitale chez laquelle on constate souvent avant l'arrêt définitif plusieurs reprises partielles de l'activité cardiaque.

Voici d'ailleurs, choisis parmi de nombreux autres, quelques résultats obtenus avec des préparations de digitale et de strophanthus :

	Poids du Cobaye (g).	Temps de perfusion (mn).		Volume perfusé (ml).		Concentration par ml.	Toxicité (kg)	
		(1).	(2).	(1).	(2).		initiale.	finale.
Digitale poudre :								
(*a*)..............	380	11	12,5	8,9	10,1	0,01 g	0,23	0,26 g/kg
(*b*)..............	440	13	14,5	10,6	11,8	0,01	0,24	0,26
(*c*)..............	380	9,40	10,6	8,2	9,6	0,01	0,21	0,25
(*d*)..............	530	12	12,3	10,2	10,6	0,01	0,19	0,20
Digitaline :								
(*a*)..............	540	15	15,4	14	14,6	0,01 mg	2,59	2,70 mg/kg
(*b*)..............	370	12	13,2	6,2	7,4	0,1	1,67	2,00
Digitalis lanata (hétérosides totaux) :								
(*a*)..............	510	18	13,5	17	17,5	0,25 mg	8,33	8,56
(*b*)..............	480	14	15	12,5	13,5	0,25	6,50	7,02
Strophanthus (extrait) :								
(*a*)..............	540	11	11,2	9,6	9,9	0,16 mg	2,84	2,93
(*b*)..............	440	14	14,5	10,1	10,3	0,16	3,63	3,74
Ouabaïne :								
(*a*)..............	510	15	15,3	9	9,2	0,01 mg	0,17	0,18
(*b*)..............	530	16	16,3	10,4	10,6	0,01	0,19	0,20

(1) Cessation des ondes rapides; (2) fin des ondes lentes.

Comme La Barre [2] et comme Demole [3] nous sommes partisans de choisir comme temps d'intoxication la fin des ondes rapides (fibrillation pré-mortelle et chute à zéro de la pression artérielle) sans tenir compte des derniers soubresauts cardiaques. Le deuxième repère nous a paru donner des résultats moins constants et de chiffres de toxicité nettement inférieurs à ceux généralement adoptés [4].

(*) Séance du 27 mai 1957.
(1) *Bull. Org. mond. Santé*, 2, 1950, p. 697.
(2) *Dosage biologique et contrôle des médicaments*, p. 21, Masson, Paris, 1947.
(3) *Helv. Physiol. Acta*, 9, 1951, p. 22.
(4) K. Otterström, *Contribution à l'étude des dosages biologiques des cardiotoniques* [*Thèse Doct. Univ.* (*Pharm.*), Paris, 1934.]

TOXICOLOGIE. — *Sur le microdosage de la quinine et de la quinidine dans le sérum sanguin par l'intermédiaire d'une combinaison colorée formée avec le rose bengale.* Note (*) de M. **Michel Hasselmann**, présentée par M. René Fabre.

En s'inspirant de la méthode proposée par Prudhomme : combinaison de l'éosine avec la quinine et la quinidine, solubilisation dans le chloroforme et évaluation photocolorimétrique, il est possible, par l'intermédiaire du rose bengale, de procéder au microdosage de ces deux alcaloïdes jusqu'à des doses de 2 μg en opérant dans des limites de pH déterminé.

Les techniques de microdosage de la quinine et de la quinidine reçoivent leur principale application dans la détermination du taux de ces alcaloïdes dans les liquides biologiques et les tissus. Parmi les méthodes chimiques déjà proposées, on utilise, le plus souvent, la propriété qu'ont les composés organiques basiques, en général, et les alcaloïdes, en particulier, de donner avec des colorants acides, des combinaisons colorées, qui peuvent servir de base à des dosages photocolorimétriques.

Les combinaisons formées par la quinine et la quinidine avec la fluorescéine et ses dérivés halogénés usuels, à savoir, l'éosine, l'érythrosine et le rose bengale sont insolubles dans l'eau, mais solubles dans le chloroforme et l'alcool éthylique. En milieu aqueux, la précipitation de ces combinaisons à partir du sel sodique du colorant utilisé et d'un sel de l'alcaloïde, ne peut se faire qu'à un pH voisin de la neutralité, comme le signale Prudhomme ([4]), à propos de la formation de la combinaison éosine-quinine : aux pH acides, les dérivés dihydroxyfluoranniques sont sous la forme olidique, non colorée, et n'entrent pas en combinaison avec les alcaloïdes; aux pH alcalins, la base alcaloïdique est déplacée de la combinaison.

Comme nous l'a démontré l'application de la méthode des variations continues de Job, et confirmé l'analyse élémentaire, les combinaisons obtenues sont formées de l'addition de deux molécules de quinine, ou de quinidine, et d'une molécule du dérivé dihydroxyfluorannique. Nous avons vérifié, qu'en solution chloroformique, les combinaisons colorées suivent la loi de Beer-Lambert dans de larges limites de concentration (M/30 000 à M/500 000), et conviennent donc à un dosage colorimétrique.

Un microdosage, par l'intermédiaire de ces combinaisons, va consister à faire agir sur une solution aqueuse d'un sel de l'alcaloïde, maintenue aux environs de pH 7, au moyen d'un tampon, une solution aqueuse d'un sel sodique du dérivé dihydroxyfluorannique; la combinaison est recueillie par agitation, dans un volume déterminé de chloroforme; la solution chloroformique est examinée au photocolorimètre, préalablement étalonné pour la longueur d'onde correspondant au maximum d'absorption de la bande principale, soit 550 mμ pour les combinaisons rose bengale-quinine et rose bengale-quinidine.

Les auteurs qui, avant nous, se sont intéressés au microdosage de la quinine et de la quinidine dans les milieux biologiques [en particulier B. B. Brodie et S. Udenfriend ([1]), et A. Cier, B. Drevon et C. Nofre ([2])] ont procédé à l'extraction des alcaloïdes du sérum sanguin par des solvants organiques usuels, chloroforme alcalin, éthylène dichloré alcalin, etc.

Nous avons pensé faire appel à une technique de défécation mettant en jeu un réactif couramment employé, soit l'acide trichloracétique en solution à 20 %. Selon Florence ([3]), la solubilité des trichloracétates de quinine

et de quinidine est de 3,43 g %, donc très suffisante pour ne pas gêner le passage de l'alcaloïde dans le défécat.

Nous avons alors étudié le comportement de la quinine et de la quinidine vis-à-vis des dérivés dihydroxyfluoranniques, au sein d'une solution d'acide trichloracétique à 10 %. La solution trichloracétique, amenée à pH 7 par addition de soude, en présence de teinture de tournesol, est additionnée d'un excès du dérivé dihydroxyfluorannique, et mise au contact de chloroforme. Bien que le milieu soit au pH requis, aucune coloration n'apparaît dans la couche chloroformique. Les alcaloïdes, se trouvant à l'état de trichloracétates, ne peuvent être transférés sur la molécule dihydroxyfluorannique que par action d'un alcali; mais, dans ces conditions, les valeurs de pH qu'il est nécessaire d'atteindre ne sont plus compatibles avec la stabilité des combinaisons colorées obtenues avec l'éosine et l'érythrosine. Par contre, nous avons observé que les combinaisons rose bengale-quinine et rose bengale-quinidine sont encore stables à pH 11,9, et passent dans le chloroforme, lorsque la solution aqueuse, où elles sont formées, est amenée à pH 11,5.

En partant d'une prise d'essai de sérum sanguin de 10 ml, et après défécation au 1/2 par une solution trichloracétique à 20 %, le défécat est séparé par filtration ou centrifugation. Sur une partie aliquote de celui-ci (10 ml par exemple), amenée à pH 11,7 au moyen de soude N, on fait agir 1 ml de rose bengale en solution à 2 %. On recueille la combinaison colorée dans 3,5 ml de chloroforme, après un contact de quelques heures, au cours duquel on agite à cinq ou six reprises.

Nous donnons ci-dessous les chiffres ayant servi à l'établissement d'une courbe d'étalonnage effectuée à partir de sérums sanguins chargés de doses connues de quinidine.

Concentration du sérum sanguin (mg/l)	0.	0,5.	1.	2,5.	5.	7,5.	10.
Densité optique à λ 550 mμ	0,137	0,160	0,182	0,240	0,350	0,462	0,570

Les points se placent sur une droite, tout au moins dans les limites qui nous sont dictées par les taux extrêmes de ces alcaloïdes dans le sérum sanguin de sujets ayant absorbé l'un ou l'autre d'entre eux.

Nous constatons que, partant de sérums de sujets non soumis à un quelconque traitement médicamenteux, la densité optique de la solution chloroformique s'écarte peu de 0,137. Nous attribuons cette légère coloration parasite à une faible dissolution du colorant dans le chloroforme.

A condition de se conformer aux conditions expérimentales qui ont présidé à l'obtention de la courbe d'étalonnage, il est donc possible de procéder à l'évaluation du taux de la quinidine et de la quinine dans le sérum sanguin déféqué à l'acide trichloracétique, en utilisant la propriété

qu'ont ces alcaloïdes de donner avec le rose bengale une combinaison colorée, permettant un dosage colorimétrique en solution chloroformique.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) B. B. BRODIE et S. UDENFRIEND, *J. Biol. Chem.*, 158, 1945, p. 705.

(2) *Trav. Soc. Pharm. Montpellier*, 14-3, 1954, p. 195.

(3) *B. S. C.*, 41, 1927, p. 1097 et 1242.

(4) *J. P. C.*, 132, 1940, p. 8.

MICROBIOLOGIE. — *Inactivation par le lysozyme de l'antigène somatique de Salmonelles pathogènes chauffées.* Note de M. **Louis Colobert**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Le lysozyme d'œuf de poule ne modifie en rien *Eberthella typhi*, *Salmonella para A*, ou *Salmonella para B*, à moins que ces bactéries n'aient été préalablement chauffées; dans ce cas, il modifie leur membrane et l'on constate la destruction plus ou moins partielle de l'antigène somatique. De même, le lysozyme est capable de détruire les antigènes somatiques extraits de ces bactéries après chauffage de leurs solutions.

Bien que l'on ait présumé depuis longtemps le rôle joué par le lysozyme dans la défense non spécifique de l'organisme contre l'infection microbienne, nos connaissances sur ce sujet demeurent extrêmement réduites et incertaines. Nous avons étudié dans ce travail l'effet du lysozyme [lysozyme cristallisé d'œuf de poule (d'origine commerciale)] sur certaines Salmonelles pathogènes pour l'Homme : *Eberthella typhi* (souche 0-901), *Salmonella para A*, *Salmonella para B*. Nous avons alors constaté que, dans certaines conditions, il apparaît une destruction, ou tout au moins une inactivation non réversible, des antigènes somatiques de ces bactéries. Les moyens d'investigation que nous avons mis en œuvre sont les suivants : microscopie électronique, variation de turbidité des suspensions microbiennes, cinétique d'adsorption et de libération de l'enzyme, techniques de dosages sérologiques et immunochimiques de l'antigène somatique.

Le lysozyme ne modifie nullement les bactéries étudiées, à moins que leurs suspensions (densité optique 0,900, en tampon phosphate M/15 et de pH 7,2) n'aient préalablement subi un traitement par la chaleur. Si, en effet, celles-ci ont été maintenues 2 mn à 100° ou bien 10 mn à 80°, ou encore 30 mn à 65°, on note qu'une concentration de 5 μg de lysozyme par millilitre provoque en quelques minutes et à la température de 20° des altérations très nettes au microscope électronique : la surface des corps bactériens se modifie, se ravine, se mammelonne et prend un aspect rugueux en peau de chagrin. Bien que ce phénomène ne s'accompagne pas directement de lyse, on observe cependant au photomètre une augmen-

tation légère dans le pourcentage de lumière transmise (la densité optique passe de 0,900 à 0,850). La lyse peut alors être obtenue à l'aide d'un détergent comme le « *Teepol* » (alcoylsulfate de sodium secondaire). Il importe de noter que cette substance ne provoque sur les bactéries chauffées n'ayant pas subi l'action du lysozyme qu'une diminution de taille, à l'exclusion de toute autre altération morphologique décelable au microscope électronique; après l'action de l'enzyme, au contraire, l'addition de « *Teepol* » entraîne immédiatement une lyse progressive qui devient complète en quelques heures.

L'affinité du lysozyme pour les bactéries chauffées a pu être mise en évidence de la manière suivante : si, après avoir ajouté une quantité importante de lysozyme (100 μg/ml) à une suspension de ces bactéries (densité optique 0,9), on sépare ces dernières par une rapide centrifugation, une grande partie de l'activité enzymatique a disparu du liquide surnageant. Un simple lavage des bactéries avec le tampon ne permet pas de récupérer l'activité disparue, mais si, après ce lavage, les bactéries sont remises en suspension dans le tampon contenant, en plus, du chlorure de sodium (concentration : 1 %), toute l'activité enzymatique réapparaît. Cette dernière opération n'est cependant pas absolument indispensable pour obtenir la libération de l'enzyme : en se plaçant en effet dans des conditions convenables de force ionique et de température, le lysozyme se fixe d'abord instantanément sur les bactéries, puis il s'en libère spontanément peu à peu. Tout se passe comme si l'enzyme se fixait sur un substrat qui serait progressivement détruit. L'étude détaillée de la cinétique de ces phénomènes fera l'objet d'une autre Communication.

Les bactéries chauffées voient leurs propriétés antigéniques sérologiques profondément modifiées par l'action du lysozyme; en particulier, elles deviennent inagglutinables par un sérum spécifique anti-O, tout se passant à ce point de vue comme si l'antigène somatique se trouvait détruit. Cette hypothèse se trouve d'ailleurs confirmée par le fait que la quantité d'antigène extractible par la méthode de Boivin [1] à partir de bactéries préalablement traitées par le lysozyme [2] est toujours considérablement plus faible que celle extraite des bactéries témoins (toujours inférieure de 50 % au moins). Enfin, il est possible de détruire, tout au moins partiellement, l'antigène somatique en solution (extrait selon la méthode de Boivin) à l'aide du lysozyme : il suffit de commencer par le chauffer suivant les conditions indiquées dans le cas des suspensions bactériennes : une solution contenant 10 mg d'antigène par ml (tampon phosphaté M/15 à pH 7,2), chauffée 5 mn à 100° et subissant l'effet de 5μ g de lysozyme par millilitre à 37° et pendant une heure, perd 60 % de son pouvoir d'inhiber l'agglutination des bactéries par un antisérum spécifique : elle perd également 60 % de son pouvoir d'inhiber en présence d'un

tel sérum l'agglutination d'hématies de mouton ayant fixé l'antigène somatique correspondant.

Il paraît donc prouvé que le lysozyme est capable d'inactiver de manière non réversible les antigènes somatiques de *Eberthella typhi*, *Salmonella para A*, *Salmonella para B*, à condition de leur faire subir au préalable un traitement par la chaleur. Des travaux sont en cours pour découvrir la raison de la nécessité du chauffagé.

(1) A. Boivin, I. Mesrobeanu et L. Mesrobeanu, *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1938, p. 144.

(2) Le dosage de l'antigène a été effectué par les méthodes de l'inhibition de l'agglutination et de l'hémagglutination : L. Le Minor, S. Le Minor et J. Grabar, *Ann. Inst. Pasteur*, 83, 1952, p. 62; E. Neter, *Bacteriol. Rev.*, 3, 1956, p. 176.

(*Laboratoire de Bactériologie de la Section Technique de Recherches et d'Études des Services de Santé des Armées, Lyon.*)

SÉROLOGIE. — *Pouvoir histaminopexique du sérum. Étude colorimétrique.* Note (*) de M. **Jean-Louis Parrot**, Mme **Nathalie Flavian** et M. **Joseph Thouvenot**, présentée par M. Léon Binet.

Un dosage colorimétrique de l'histamine permet de confirmer que dans un équilibre de dialyse cette substance se déplace en grande partie vers les globulines sériques.

Dès 1951, il a été constaté que l'activité biologique d'une solution d'histamine est abaissée *in vitro* au contact du sérum humain normal (1); le sérum des sujets allergiques est dépourvu de cette propriété (1), (2); l'étude expérimentale du phénomène a permis de l'attribuer à une captation de l'histamine par le sérum et le substrat de captation a pu être localisé dans la fraction globulinique (3); d'ailleurs celle-ci, isolée du sérum, se montre histaminopexique même si le sérum provient d'un sujet allergique (2), (3).

Un équilibre de dialyse avait montré que l'histamine se déplace vers le compartiment contenant le sérum; dans ce dernier, lorsque l'équilibre est établi, la concentration de l'histamine peut être plus de 50 % plus élevée que dans l'autre compartiment (3). Dans ces expériences l'histamine avait été dosée par la méthode biologique; nous avons cru opportun de reprendre l'étude de cet équilibre de dialyse en dosant l'histamine par une méthode chimique.

Technique. — 1. *Préparation des globulines.* — On prépare les globulines à partir de sérums humains, la plupart pathologiques, en les précipitant par le $SO_4(NH_4)_2$ à demi-saturation. Le précipité est repris par un volume d'eau physiologique égal à deux volumes du sérum traité. On dispose

alors d'un volume de 10 à 30 ml, selon la quantité initiale de sérum, de solution de globulines (17 mg/ml) en moyenne, qu'on soumet à une dialyse contre 240 ml d'eau physiologique à la température de 5° C. Le bain est renouvelé au moins trois fois par 24 h. En moyenne 48 h de dialyse sont nécessaires.

2. *Équilibre de dialyse.* — A l'intérieur et à l'extérieur d'un sac en collodion se trouve une solution de dichlorhydrate d'histamine à la même concentration (50 μg/ml) dans l'eau physiologique. En outre le compartiment intérieur contient les globulines (5 mg/ml). Le volume des deux compartiments est le même (7,5 ml).

Au bout de 4 à 24 h, le dialyseur étant soumis à une agitation lente et continue, nous dosons l'histamine dans chaque compartiment, après défécation trichloracétique préalable.

On procède au lavage du précipité pour éviter toute perte en histamine.

3. *Dosage colorimétrique.* — Nous avons utilisé la technique de S. M. Rosenthal et H. Tabor [4] où l'histamine forme un dérivé azoïque avec la 4-nitro-aniline en milieu alcalin.

Une étude critique préalable de la technique de dosage [5] montre que l'erreur absolue est de ± 2,5 μg/ml.

A cause de la coloration propre que donne le défécat trichloracétique des globulines, nous avons ajouté la même quantité de ce défecat dans le tube correspondant au compartiment extérieur et dans les tubes d'étalonnage.

Résultats. — Le tableau donne pour l'ensemble des équilibres de dialyse la concentration d'histamine en microgramme par millilitre à l'intérieur (I) et à l'extérieur (E) du dialyseur à la fin de la dialyse.

I.	E.	Différence en % $\left(\frac{I}{E}-1\right)\times 100$.	I.	E.	Différence en % $\left(\frac{I}{E}-1\right)\times 100$.
+65	28	132	48	34	41
60	32	88	+68	50	36
58	32	80	+70	55	27
53	28	79	48	38	26
+60	35	71	55	45	22
+70	42	67	54	45	20
45	28	61	+63	54	17
+60	40	50	+51	47	8,5

Les signes + indiquent les expériences où les sacs de dialyseur sont préalablement saturés en histamine.

On a pu constater que l'équilibre est déjà atteint après 4 h de dialyse.

Discussion. — Les résultats montrent un accroissement de la concentration d'histamine en faveur du compartiment contenant les globulines.

Dans celui-ci la concentration de l'histamine est beaucoup plus impor-

tante; elle peut, en effet, atteindre et dépasser de 50 % sa concentration dans l'autre compartiment.

Il semble bien qu'un tel déplacement ne puisse être attribué à l'équilibre de Donnan, étant donné la faible teneur en globulines (5 mg/ml en moyenne) et en histamine par rapport à la concentration des ions Na^+ et Cl^- présents. D'autre part, les résultats de nos équilibres de dialyse montrent que la différence des deux concentrations d'histamine peut tomber au-dessous de 10 %. En admettant que, dans ce cas, cette différence doive être totalement attribuée à un équilibre de Donnan, il serait impossible d'expliquer, par le même phénomène, les différences plus élevées qui ont été observées, étant donné que les concentrations des corps en présence sont les mêmes dans ces autres expériences.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) J.-L. PARROT, D. A. URQUIA et Mlle C. LABORDE, *C. R. Soc. Biol.*, Paris, 145, 1951, p. 885.

(2) J.-L. PARROT, D. A. URQUIA et Mlle C. LABORDE, *J. Physiol.*, Paris, 44, 1952, p. 310-313.

(3) J.-L. PARROT, D. A. URQUIA et Mlle C. LABORDE, *C. R. Soc. Biol.*, Paris, 145, 1951, p. 1045.

(4) *J. Pharmacol.*, 92, n° 4, 1948, p. 425-431.

(5) J. THOUVENOT, N. FLAVIAN et R. WEBER (sous presse).

SÉROLOGIE. — *Étude de la substance* A *de la salive des porcs.* Note (*) de Mme **LUBA PODLIACHOUK** et M. **ALFRED WROBLEWSKI**, présentée par M. René Dujarric de la Rivière.

Ces recherches font suite à celles poursuivies par l'un de nous sur les antigènes érythrocytaires et plasmatiques des porcs (1).

L'antigène érythrocytaire A du Porc a été décelé à l'aide d'isoagglutinines ou isohémolysines naturelles anti-A présentes dans le sérum des porcs A-négatifs.

La présence de l'antigène A porcin sous forme soluble dans le sérum de porcs A-positifs a été mise en évidence dans nos précédentes recherches. Au cours du présent travail, nous avons effectué l'étude quantitative de la substance porcine A dans le sérum et la salive de porcs, ainsi que sur les globules rouges de porcs A-positifs.

Comme unité de cette substance nous avons choisi la plus petite quantité capable d'inhiber complètement l'activité d'une agglutinine anti-A de porc titrant 1/8°.

Nous avons étudié la quantité de substance A sur *les globules rouges* de porcs A-positifs, et avons constaté que celle-ci variait de 2 à 16 unités.

Le sérum de 19 porcs A-positifs d'une série de 25 inhibait complètement l'activité d'une agglutinine anti-A porcine. La quantité de la substance inhibitrice dans ce sérum variait de 4 à 16 unités.

Le sérum des six autres porcs A-positifs n'inhibait que partiellement l'activité de l'agglutinine porcine anti-A titrant 1/8e (de 1 à 2 tubes).

Le sérum de tous les porcs A-négatifs examinés était dépourvu de tout pouvoir inhibiteur, et même renforçait l'activité de la même agglutinine porcine anti-A, ce qui s'explique par la présence dans le sérum de ces porcs d'une agglutinine anti-A naturelle. Pour *la salive* des porcs, tous nos examens ont été effectués sur des dilutions de 1/20e. Nous avons constaté que chez les 47 porcs examinés (25 porcs A-positifs et 22 A-négatifs), la salive avait le pouvoir d'inhiber l'activité de l'agglutinine anti-A porcine.

La quantité de cette substance inhibitrice ne dépassait pas 80 unités dans la salive des porcs A-négatifs, tandis que dans celle des A-positifs elle variait de 320 à 10 240 unités (avec une moyenne de 2 500 unités).

Porcs A-*négatifs.*

Au-dessous de 20 unités....	19 fois
20 »	1 »
40 »	1 »
80 »	1 »

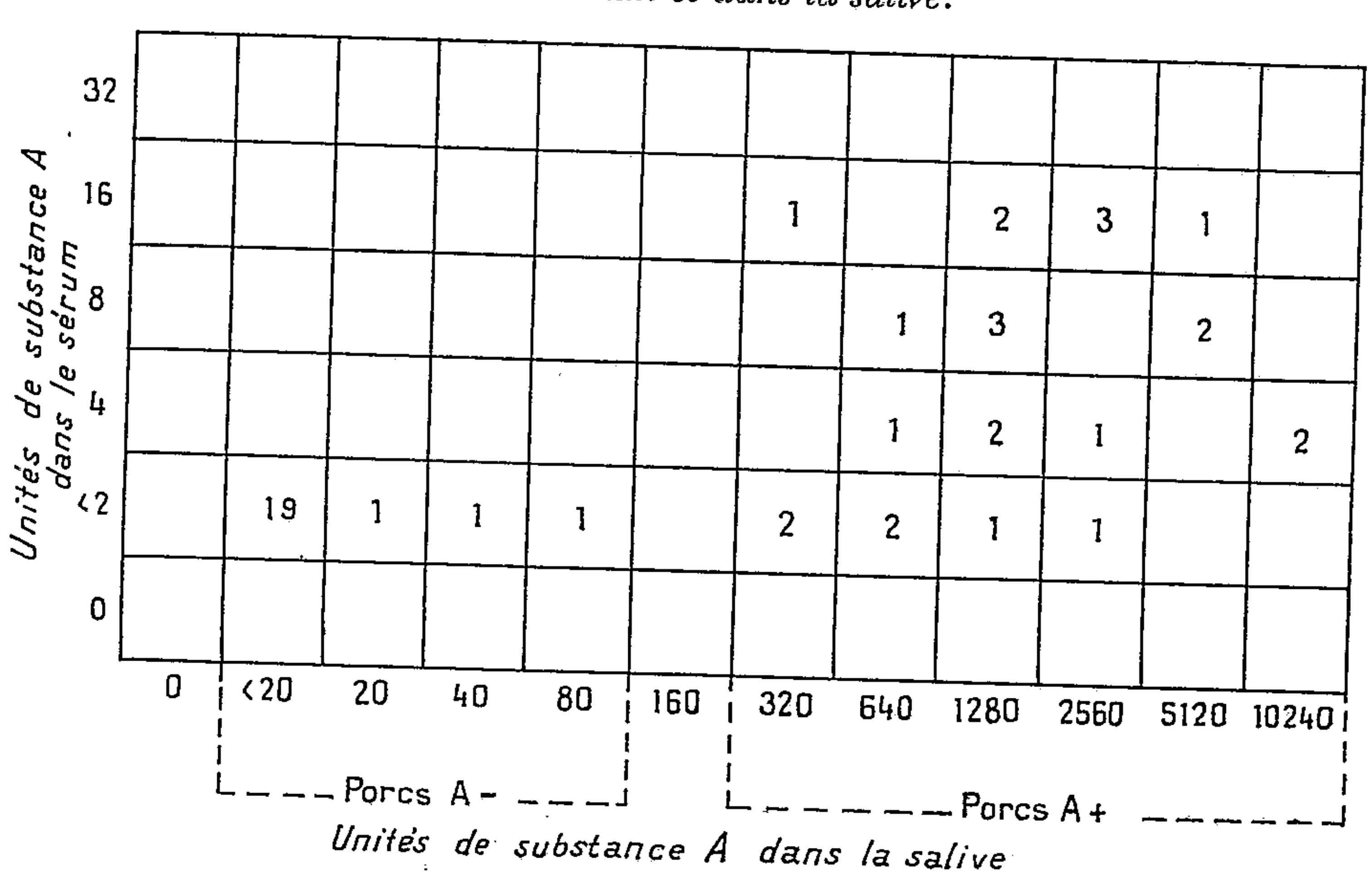
Porcs A-*positifs.*

320 unités...............	3 fois
640 »	4 »
1 280 »	8 »
2 560 »	5 »
5 120 »	3 »
10 240 »	2 »

Étant donné que la salive pouvait contenir des restes d'aliments absorbés, nous avons examiné ces derniers et avons constaté qu'ils étaient dépourvus de tout pouvoir inhibiteur sur l'activité de l'agglutinine porcine anti-A.

Les relations entre le nombre d'unités de la substance A porcine dans le sérum et la salive chez les 47 porcs sont indiquées dans le tableau.

Relations entre le nombre d'unités de la substance A *porcine dans le sérum et dans la salive.*



Chez les porcs A-positifs on constate une certaine corrélation entre la quantité de la substance contenue dans la salive et celle contenue dans le sérum.

Pouvoir inhibiteur de la salive de porcs vis-à-vis des isohémagglutinines humaines anti-A et anti-B.

La parenté de l'antigène A du Porc avec l'antigène A de l'Homme est connue depuis les travaux de Szymanowski et ses collaborateurs (²).

Nous avons recherché la relation qui peut exister entre cette substance A humaine présente dans la salive de porcs et le groupe sanguin des animaux examinés.

Dans la salive de 23 porcs A-positifs nous avons décelé la présence d'une substance ayant le pouvoir d'inhiber complètement l'activité de l'*isohémagglutinine humaine anti-A*.

Comme unité de cette substance nous avons désigné la plus petite quantité capable d'inhiber complètement l'activité d'une agglutinine humaine anti-A titrant 1/8ᵉ.

La salive des 23 porcs A-positifs contenait cette substance dans des quantités variant entre 80 et 5 120 unités (1500 unités en moyenne).

Quant aux porcs A-négatifs, la salive de 18 sur 22 porcs examinés n'inhibait que partiellement (de 1 à 2 tubes) l'activité de l'isoagglutinine humaine anti-A titrant 1/8ᵉ.

La salive des quatre autres porcs A-négatifs contenait trois fois 20 unités et une fois 40 unités de la substance.

Porcs A-négatifs.		*Porcs A-positifs.*	
Au-dessous de 20 unités....	18 fois	80 unités...............	3 fois
20 »	3 »	160 »	5 »
40 »	1 »	320 »	3 »
		640 »	3 »
		1 280 »	2 »
		2 560 »	6 »
		5 120 »	1 »

L'activité de l'*isohémagglutinine humaine anti-B* titrant 1/8ᵉ était inhibée partiellement (1 à 2 tubes) par la salive de tous les porcs examinés, aussi bien par celle des 22 porcs A-négatifs que par celle des 23 A-positifs.

On peut conclure que la quantité de la substance A porcine ou A humaine dans la salive de porcs est en relation étroite avec le groupe sanguin de l'animal examiné.

C'est uniquement chez les porcs A-positifs que la salive est riche en ces substances.

(*) Séance du 27 mai 1957,

(¹) Mme L. PODLIACHOUK et A. EYQUEM, *Ann. Inst. Pasteur*, 91, 1956, p. 751.

(²) Z. SZYMANOWSKI, S. STETZIEWICZ et B. WACKLER, *C. R. Soc. Biol.*, 94, 1926, p. 204.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Présence de lésions nerveuses dans la rhinite atrophique du Porc.* Note de MM. **Abel Brion**, **Michel Fontaine** et **Charles Labie**, présentée par M. Gaston Ramon.

Les auteurs qui ont étudié les lésions de la rhinite atrophique du Porc [Phillips (1), Schofield (2), Schofield et Jones (3), Ellison (4), Pachov et coll. (5), Done (6)] semblent n'avoir porté leur attention que sur les tissus osseux, cartilagineux et muqueux des cavités nasales. Ayant trouvé dans le foie et le cerveau d'avortons et de nouveau-nés provenant de truies malades, des corpuscules présentant les caractères morphologiques des néo-rickettsies (genre Chlamydozoon) (7), nous nous sommes efforcés de suivre la l'évolution des lésions sur deux truies et sur 17 de leurs produits, morts ou sacrifiés à différents âges. C'est ainsi que nous avons pu assister à la vacuolisation des cellules épithéliales de la pituitaire, à la dégénérescence des glandes, à la sclérose du chorion, à l'ostéolyse nasale sans phénomènes cellulaires importants. Le foie est, à tous les stades, porteur de grosses lésions de surcharge graisseuse, de nécrose et de cirrhose.

Mais nous avons trouvé également des lésions nerveuses qui n'ont jamais été signalées, sur tous les éléments ayant le territoire nasal sous leur dépendance : ganglion de Gasser, nerf maxillaire supérieur avant l'émergence du nerf nasal, nerf nasal, et le ganglion sphéno-palatin qui lui est annexé. Macroscopiquement, on remarque, sur le conjonctif périnerveux, de fines granulations indurées, avec perte de l'aspect nacré du tissu nerveux propre. Ces granulations sont particulièrement importantes sur le ganglion de Gasser.

L'étude histologique montre les lésions suivantes :

1. *Eléments conjonctifs.* — Le conjonctif péri- et endo-nerveux contient de grosses masses anhistes, indiquant une fibro-hyalinose envahissante, qui dissocie les fibres nerveuses. Les noyaux du stroma conjonctif sont souvent pycnotiques. Par place, la sclérose est plus marquée, plus évoluée, et l'on voit en outre des manchons périvasculaires formés par des cellules d'inflammation chronique mononucléées.

2. *Vaisseaux.* — Leurs parois sont très hypertrophiées. Les plus petites artérioles sont bouchées. Les plus grosses ont une lumière très réduite, souvent occupée par un thrombus en voie d'organisation. *Les lésions artérielles les plus étendues s'observent sur les porcs dont l'atrophie des cornets est la plus marquée.*

Elles s'observent particulièrement bien sur les coupes colorées par la méthode de Heidenhaim-Woelke à l'hématoxyline lithinée de Weigert. Les veinules portent les stigmates d'une stase prolongée.

3. *Fibres nerveuses.* — Celles qui sont en contact avec la muqueuse nasale ont perdu toute architecture normale et sont méconnaissables; les noyaux du stroma, plus nombreux, sont disposés de façon anarchique. La fibre nerveuse est remplacée par du tissu fibro-conjonctif banal à disposition finement fibrillaire. En certains endroits il y a de la calcification. Lorsqu'on s'éloigne de la muqueuse, on remarque que les fibres nerveuses sont fragmentées, ont une affinité tinctoriale augmentée pour l'éosine, et contiennent des masses bleutées de substance hyaline. La grande majorité des fibres ont perdu leur gaîne de myéline.

4. *Ganglion de Gasser et ganglion sphéno-palatin.* — La condensation des corps de Nissl donne un aspect grossièrement granuleux au cytoplasme de certaines cellules. D'autres, plus foncées, ont un noyau en pycnose; d'autres sont rétractées, le noyau a disparu, et cette lyse peut aller jusqu'à la transformation de la cellule en un amas de quelques granulations au centre de la capsule. Des cellules en dégénérescence sont attaquées par leurs cellules satellites, qui prolifèrent et envahissent la cavité capsulaire en lysant les débris cellulaires. A un stade extrême, des nodules de neuronophagie sont parfaitement constitués. Autour des cellules incomplètement dégénérées, il existe une réaction des satellites dont le noyau s'arrondit et s'éclaircit, tandis qu'elles se disposent en plusieurs couches. La coloration au bleu de toluidine précise ces lésions. Dans les cellules hyperchromatiques, de volumineuses granulations irrégulières traduisent la condensation des corps de Nissl. Les masses hématéiphiles des fibres nerveuses sont métachromatiques, ce qui confirme la dégénérescence fibrinoïde.

Par la coloration de Macchiavello, *nous retrouvons, dans certaines cellules des nodules histiolymphocytaires, situées dans le conjonctif périnerveux, les corpuscules néo-rickettsiens* que nous avions précédemment décrits dans le foie et le cerveau des porcelets avortés ou nouveau-nés.

En conclusion : Nous avons trouvé d'importantes lésions nerveuses sur le territoire des nerfs qui se rendent dans les cavités nasales. Cette constatation doit être rapportée à celles que nous avions précédemment faites sur le cerveau des produits nés de mères atteintes de rhinite atrophique. *Il semble que cette maladie ne soit pas primitivement une affection osseuse ou muqueuse des cavités nasales, mais plutôt une affection nerveuse, tenant sous sa dépendance la production des lésions du nez.*

(1) PHILLIPS, *Canad. J. comp. Med.*, 10, 1945, p. 33.
(2) SCHOFIELD, *Rep. Ontario Vet. Coll.*, 1948, p. 138.
(3) SCHOFIELD et JONES, *J. Amer. Vet. Med. Ass.*, 116, 1950, p. 120.
(4) ELLISON, *Am. Hampshire Herdsman*, 26, 1951, p. 20.
(5) PACHOV, PONSTOVAR et NANI, *Veterinariya*, 4, 1954, p. 34.

([6]) DONE, *Vet. Rec.*, 67, 1955, p. 525.

([7]) BRION et FONTAINE, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 209.

(*Laboratoire de Médecine de l'École Nationale Vétérinaire d'Alfort.*)

MÉDECINE EXPÉRIMENTALE. — *Actions cardio-vasculaires et respiratoires d'un venin d'*Antroctonus australis *(L.)* *(Arachnide Scorpionide)*. Note (*) de MM. **Pierre Jacquemin** et **André Gross**, présentée par M. Robert Courrier.

Le venin d'*Androctonus australis*, par voie veineuse à doses moyennes, provoque chez l'animal des alternances de dômes hypertensifs et de chutes tensionnelles, ainsi qu'une hypoventilation respiratoire aboutissant à l'apnée, malgré des ébauches de reprises au moment des points bas tensionnels. Ceci paraît indiquer une atteinte des centres nerveux respiratoires, vaso-moteurs et adrénalino-sécréteurs.

Étudiant la toxicité, par voie veineuse, de doses moyennes d'un venin de Scorpion (*Androctonus australis*) prélevé selon la méthode décrite précédemment par l'un d'entre nous ([1]), ([2]), nous avons été frappés par l'aspect particulier du kymogramme : alternance de dômes hypertensifs et de phases de collapsus cardio-vasculaire. Les trois exemples suivants nous semblent illustrer nettement cette constatation.

1° Chez le Rat blanc [anesthésié au « Nembutal » (Éthyl-Méthyl-Butyl-Burbiturate de sodium) et hépariné] :

a. (1er tracé) une dose moyenne (0,1 mg/kg), injectée par la veine jugulaire, a provoqué la mort en 29 mn, après 10 crises hypertensives nettes.

b. (2e tracé) une dose forte (0,35 mg/kg), administrée par la même voie, a masqué cet effet : la chute tensionnelle est immédiate et aboutit, malgré deux ébauches de remontée, à la mort au bout de 4 mn.

2° Chez un chien chloralosé dont nous donnons le tracé (3e tracé), le venin, à raison de 0,25 mg/kg, déclenche quatre poussées hypertensives atteignant respectivement 35, 26, 19 et 17 cm de mercure. De durées régulièrement décroissantes (3,30, 2,30, 1,15 et 1 mn), elles sont séparées par trois chutes tensionnelles à 6, 8 et 4,5 cm de mercure. L'animal meurt 14 mn après l'envenimation.

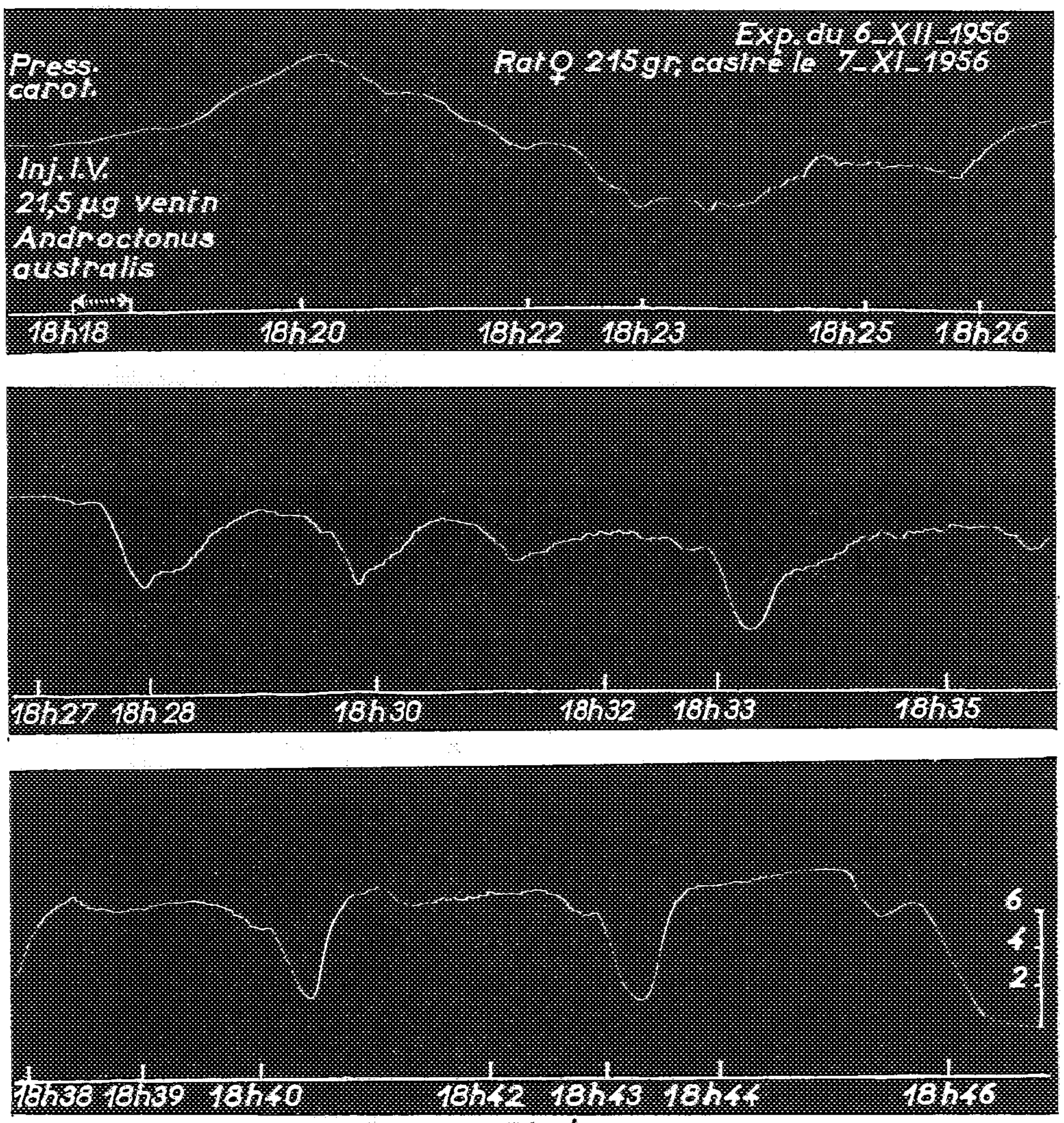
Le pneumogramme indique, dès la première crise hypertensive, une diminution rapide de la ventilation pulmonaire aboutissant à l'apnée, avec, cependant, quelques amorces de reprises respiratoires au cours des chutes tensionnelles.

Ce déroulement cyclique des accidents est superposable à ce que l'un de nous a déjà observé au cours de l'envenimation expérimentale d'animaux à l'état de veille ([3]).

Mais ces faits sont, pour l'instant, difficiles à interpréter. On peut admettre que le venin atteint simultanément :

Les centres nerveux respiratoires;

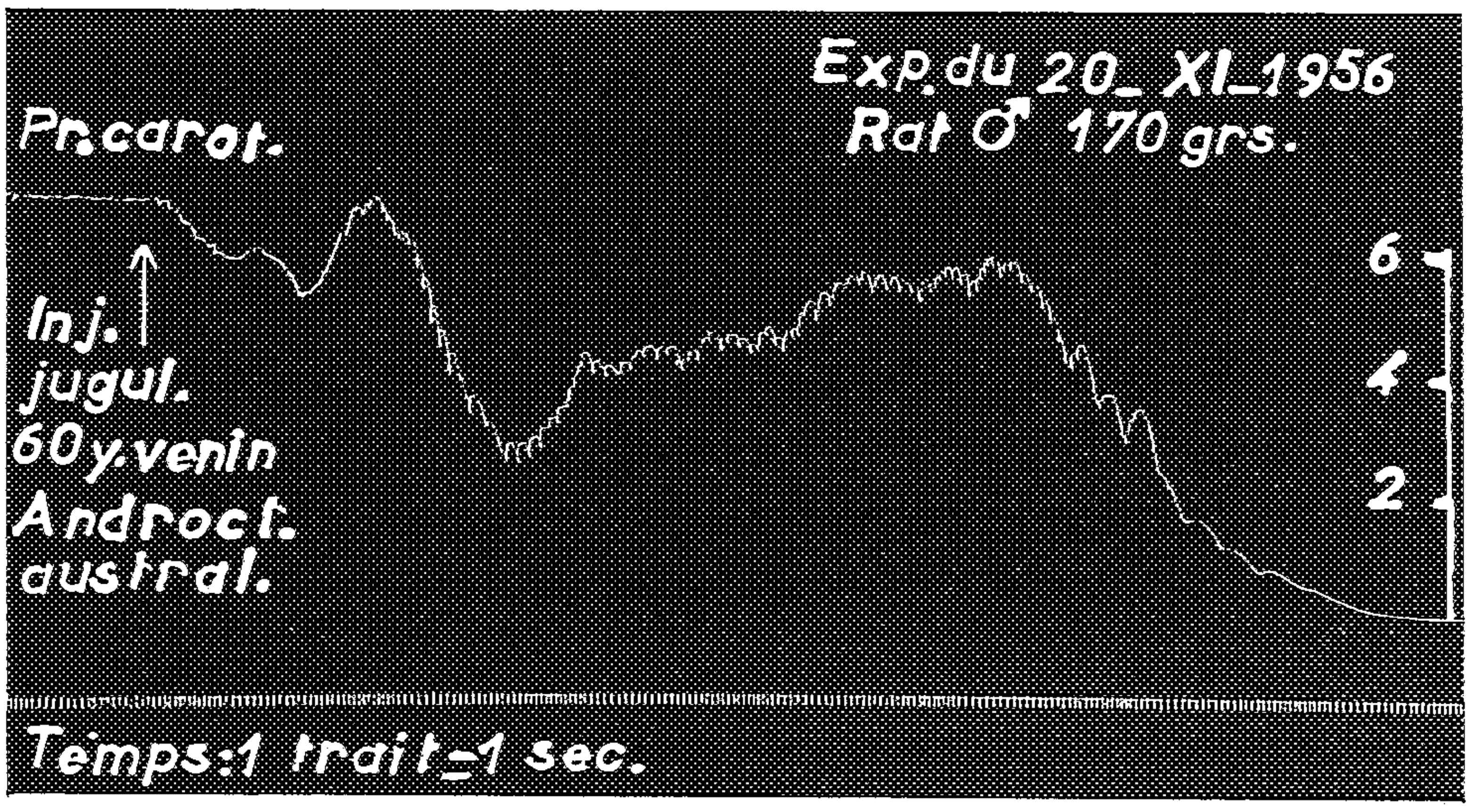
Les centres vaso-moteurs et adrénalino-sécréteurs bulbaires et médullaires, dont la mise hors de fonction définitive intervient après plusieurs phases d'excitation et de dépression.



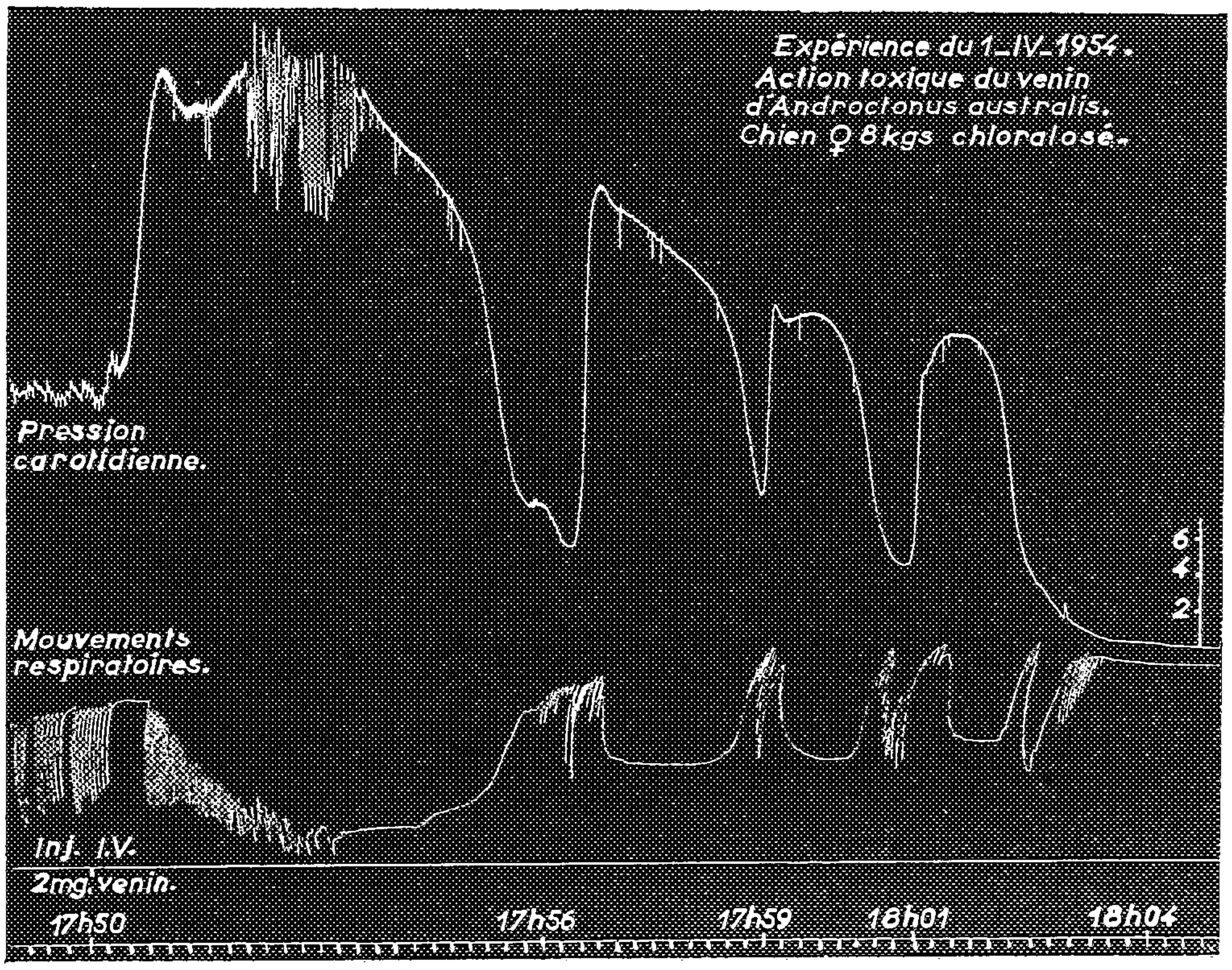
1er tracé

Au moment des chutes tensionnelles, une excitation asphyxique, minime il est vrai, des centres respiratoires reste possible; les mouvements ainsi produits, de type « gasping », sont brefs et certainement peu efficaces. Il est néanmoins possible que la remontée tensionnelle qui se produit à ce moment soit liée au fait que l'adrénaline en circulation, peu active en état d'asphyxie, le redevient dès que l'hématose sanguine s'est légèrement améliorée.

On sait que l'atteinte des centres nerveux végétatifs par le venin de Scorpion a été discutée. E. F. Barros [4] l'admet, alors que O. de Magal-



2ème tracé



3ème tracé

haes (5) et W. H. A. Schottler (6) pensent plutôt à une action toxique périphérique. Des expériences sont en cours pour vérifier nos hypothèses.

(*) Séance du 8 avril 1957.
(1) P. Jacquemin, *Bull. Soc. Hist. Nat. Afr. du Nord*, 45, 1954, p. 378-382.
(2) P. Jacquemin, *Bull. Soc. Hist. Nat. Afr. du Nord*, 46, 1955, p. 264-268.
(3) P. Jacquemin, *Bull. Soc. Hist. Nat. Afr. du Nord*, 48, 1957 (à l'impression).
(4) *Mem. Inst. E. Dias*, 1, 1937, p. 1-300.
(5) *Mem. Inst. Osw. Cruz*, 21, 1928, p. 6-157.
(6) *Amer. J. Trop. Med. and Hyg.*, 3, 1954, p. 172-178.

A 15 h 30 m l'Académie se forme en Comité secret.

COMITÉ SECRET.

Sur la proposition du Comité National de Radioélectricité scientifique, la délégation française à la XIIe Assemblée générale de l'**Union Radioscientifique internationale**, qui se tiendra à Boulder (Colorado), du 23 août au 4 septembre 1957, est ainsi composée :

MM. **Pierre Lejay**, Membre de l'Académie, **Paul Abadie**, **André Blanc-Lapierre**, **Émile Blum**, **Raymond Cabessa**, **François du Castel**, **Jean-François Colin**, **Pierre Coupiac**, **Pierre David**, **Bernard Decaux**, **Jean-François Denisse**, **Georges Foldes**, **Pierre Grivet**, **Marius Laffineur**, **Pierre Lapostolle**, **Dimitri Lepechinsky**, **Jean Lochard**, **Julien Loeb**, **Pierre Marié**, **Pierre Misme**, **Roger Rigal**, **René Rivault**, **Louis Robin**, **Jean-Claude Simon**, **Jean-Louis Steinberg**, **Maurice Surdin**, **Étienne Vassy**, **Jean Voge**.

Sur la proposition du Comité National de Géodésie et Géophysique, la délégation française à l'Assemblée générale de l'**Union Géodésique et Géophysique Internationale**, qui se tiendra à Toronto, du 3 au 14 septembre 1957, est ainsi composée :

Section de Géodésie : MM. **Pierre Lejay**, qui présidera l'ensemble de la délégation, **Pierre Tardi**, Membres de l'Académie ; M. **André Brunel**, Mlle **Suzanne Coron**, MM. **Bernard Decaux**, **Jean Goguel**, **Georges Laclavère**, **Jean Lagrula**, **Jean-Jacques Levallois**, **Armand Rumeau**, **Nicolas Stoyko**, **Jean Vignal** ;

Section de Séismologie et de Physique de l'intérieur de la Terre : Mme **Henri Labrouste**, MM. **Gaston Grenet**, **Jean Guérin**, **Léon Migaux**, **Jean-Pierre Rothé** ;

Section de Météorologie : MM. **Henri Dessens, Léopold Facy, Paul Queney, Étienne Vassy** ;

Section de Géomagnétisme et Aéronomie : MM. **Louis Cagniard, Jean Coulomb, Robert Genty, Émile Thellier** ;

Section d'Océanographie physique : MM. **André Gougenheim, Henri Lacombe, Yves Le Grand, Lucien Vantroys** ;

Section de Volcanologie : MM. **Louis Barrabé, Bernard Gèze, Louis Glangeaud** ;

Section d'Hydrologie scientifique : MM. **Maurice Pardé, Gaston Remenieras, Henri Schoeller, Louis Serra.**

La séance est levée à 15 h 40 m.

L. B.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU MERCREDI 12 JUIN 1957.

PRÉSIDENCE DE M. ARMAND DE GRAMONT.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **BALTHASAR VAN DER POL** adresse en hommage à l'Académie son Ouvrage intitulé : *Operational calculus based on the two-sided Laplace integral,* écrit en collaboration avec M. H. BREMMER, et une collection de tirages à part de ses travaux.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **LOUIS DE BROGLIE** :

PHILIPPE WEHRLÉ. *L'univers aléatoire*. Préface de FERDINAND GONSETH.

CORRESPONDANCE.

M. le **SECRÉTAIRE PERPÉTUEL** signale parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° Université de Paris. *Les Conférences du Palais de la Découverte.* Série A, nos 226 et 227 ; Série D, nos 47 et 48 ;

2° Organisation européenne pour la Recherche nucléaire (C. E. R. N.). *Deuxième Rapport annuel*;

3° ARTHUR BIREMBAUT. *Les frères Engramelle* ;

4° Académie des Sciences de l'U. R. S. S. *Izvestia vostotchnykh filialov Akademii nauk S. S. S. R.* : n° 1.

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur la décomposition des classes de fonctions.* Note de M. **YITZHAK KATZNELSON**, présentée par M. Maurice Fréchet.

Dans (1) S. Mandelbrojt a démontré que chaque fonction indéfiniment dérivable dans un intervalle fini, soit [— 1, 1], peut être décomposée en une somme de deux fonctions quasi analytiques-D. Par analogie, A. Markouche-

vitch (²), et puis S. Bernstein (³), ont démontre plus tard que chaque fonction continue dans $[-1, 1]$ est la somme de deux fonctions quasi analytiques-I.

La démonstration de M. Markouchevitch est basée sur un lemme lequel, lorsqu'on supprime les conditions superflues intervenant dans ses hypothèses, peut être énoncé de la manière suivante :

Lemme. — *Soit $\mathcal{B}$ un groupe abélien topologique dont la topologie est donnée par une métrique invariante par translation. Supposons que $\mathcal{B}$ est complet, et soit $\{\mathcal{E}_n\}$ une suite croissante de sous-groupes dont la réunion est partout dense dans $\mathcal{B}$. Pour $f \in \mathcal{B}$ quelconque, écrivons $E_n(f) = \inf_{e \in \mathcal{E}_n} d(f, e)$ et soit $\{k_n\}$ une suite décroissante de nombres positifs. Chaque élément $f \in \mathcal{B}$ admet une décomposition $f = g + h$ telle que $\underline{\lim}\, E_n(g) k_n^{-1} = \underline{\lim}\, E_n(h) k_n^{-1} = 0$.*

Démonstration. — Posons $r_n = k_n/2^n$. La suite $E_n(f)$ tendant vers zéro, on peut choisir une suite d'entiers $\{l_n\}$ avec $E_{l_n}(f) < r_{n+1}$, et une suite $\{e_n\}$, $e_n \in \mathcal{E}_{l_n}$ avec $d(f, e_n) < r_{n+1}$. Définissons par récurrence : $s_1 = l_1$, $s_n = l_{s_{n-1}}$, et posons

$$f_1 = e_1, \qquad f_n = e_{s_n} - e_{s_{n-1}}, \qquad g = \sum f_{2n-1}, \qquad h = \sum f_{2n}.$$

Comme $f_n \in \mathcal{E}_{s_{n+1}}$, on voit aisément que $E_{s_{2n}}(g) < r_{s_{2n}}$, $E_{s_{2n+1}}(h) < r_{s_{2n+1}}$.

C. Q. F. D.

Remarquons que la suite $\{l_n\}$ (donc $\{s_n\}$) est déterminée par $\{E_n(f)\}$ seulement, et non pas par f, c'est-à-dire que si nous nous donnons deux suites décroissantes vers zéro, $\{E_n\}$ et $\{k_n\}$, on peut trouver deux suites d'entiers $\{n_j\}$ et $\{m_j\}$ telles que, chaque élément $f \in \mathcal{B}$, pour lequel $E_n(f) \leqq E_n$, peut être décomposé en une somme $f = g + h$ avec $E_{n_j}(g) < k_{n_j}$, $E_{m_j}(h) < k_{m_j}$.

Ce lemme donne aussi une démonstration rapide du théorème de S. Mandelbrojt. Pour le démontrer prenons comme $\mathcal{B}$ l'espace de toutes les fonctions indéfiniment dérivables dans $[-1, 1]$, muni de la fonction de distance suivante :

$$d(f, 0) = \sum 2^{-n} \frac{\sup_{|x| \leqq 1} |f^{(n)}(x)|}{1 + \sup_{|x| \leqq 1} |f^{(n)}(x)|},$$

$$d(f, g) = d(f - g, 0).$$

Il est facile à voir que cette fonction définit une métrique dans laquelle $\mathcal{B}$ est complet. Comme $\mathcal{E}_n$ prenons l'ensemble des polynomes de degré inférieur à n. D'après une généralisation du théorème de Weierstrass, il est clair que $\bigcup \mathcal{E}_n$ est partout dense dans $\mathcal{B}$, mais remarquons qu'on a en plus

$$E_{n+m}(f) \leqq B_n(f^{(m)}) + 2^{-m},$$

où $B_n(g)$ est la meilleure approximation d'ordre n, dans le sens de S. Bernstein. Il résulte du lemme que pour chaque $f \in \mathcal{B} : f = g + h$ avec $E_n(g) < 2^{-2n}$

(si $n \in \{n_j\}$), $E_n(h) < 2^{-2n}$ (si $n \in \{m_j\}$). Mais on a

$$2^{-n_j} \frac{\sup |g^{(n_j)}|}{1 + \sup |g^{(n_j)}|} < E_{n_j}(g) < 2^{-2n_j},$$

donc :

$$\sup |g^{(n_j)}(x)| < 2^{1-n_j}, \qquad \text{et de même} \quad \sup |h^{(m_j)}(x)| < 2^{1-m_j}.$$

Il est bien évident que la relation $\underline{\lim}\, M_n = 0$ entraîne la quasi-analyticité-D de la classe $C\{M_n\}$.

Un raisonnement simple nous permet de déduire d'un théorème de M. de la Vallée Poussin ([4]) que pour chaque classe $C\{M_n\}$ on peut trouver une suite double $\{T_{m,n}\}$, $\lim\limits_{n} T_{m,n} = 0 (m = 1, 2, \ldots)$ telle que $B_n(f^{(m)}) < T_{m,n}$, quelle que soit la fonction f de $C\{M_n\}$. Il résulte d'une remarque précédente qu'à chaque suite $\{M_n\}$ on peut attacher une suite décroissante vers zéro, $\{E_n\}$ telle que $E_n(f) < E_n$ pour toute $f \in C\{M_n\}$.

Nous pouvons maintenant démontrer le théorème suivant [T. Bang ([5])].

Théorème. — *Soit* $\{M_n\}$ *une suite quelconque*, $\{k_n\}$ *une suite décroissante vers zéro, on peut trouver deux suites* $\{M'_n\}$ *et* $\{M''_n\}$ *telles que* $\underline{\lim}\, M'_n k_n^{-1} = \underline{\lim}\, M''_n k_n^{-1} = 0$, *et telles que* $C\{M_n\} \subset C\{M'_n\} \oplus C\{M''_n\}$.

Démonstration. — D'après la remarque qui suit le lemme, il résulte qu'on peut trouver deux suites $\{n_j\}$ et $\{m_j\}$ telles que, si $f \in C\{M_n\}$, on a $f = g + h$, ou $\sup |g^{(n_j)}| < 2^{-n_j} k_{n_j}$; $\sup |h^{(m_j)}| < 2^{-m_j} k_{m_j}$.

On voit alors qu'il existe deux suites $\{M'_n\}$, $\{M''_n\}$ avec $M'_{n_j} = 2^{-n_j} k_{n_j}$, $M''_{m_j} = 2^{-m_j} k_{m_j}$, telles que $g \in C\{M'_n\}$, $h \in C\{M''_n\}$.

Si l'on considère les fonctions indéfiniment dérivables sur l'intervalle infini $I = [a, \infty)$, ou bien $I = (-\infty, \infty)$, il suffit de poser $I_n = I \cap (-n, n)$ et d'introduire la métrique

$$d(f, 0) = \sum 2^{-n} \frac{\sup\limits_{x \in I_n} |f^{(n)}(x)|}{1 + \sup\limits_{x \in I_n} |f^{(n)}(x)|}$$

pour obtenir des résultats analogues. On obtient ainsi le théorème suivant :

Théorème. — *Chaque fonction indéfiniment dérivable sur l'intervalle infini* I, *est la somme de deux fonctions, chacune d'elles admettant une sous-suite des dérivées tendant vers zéro, uniformément sur tout compact. En particulier, chaque fonction i. d. sur* I *est la somme de deux fonctions quasi analytiques*-D.

([1]) *Acta Math.*, 72, 1940.

([2]) *Doklady Acad. Sc.* U. R. S. S., 44, 1944.

([3]) *Œuvres complètes*, I, 1952, édition de l'Académie des Sciences de l'U. R. S. S., p. 549.

([4]) *Leçons sur l'approximation*, Paris, Gauthier-Villars, 1919.

([5]) *Om quasi-analytiske funktioner* (*Thèse*), Copenhague, Nyt Nordisk Forlag, 1946, p. 61.

ANALYSE FONCTIONNELLE. — *Sur les transformations linéaires qui vérifient une condition de Fredholm et sur le spectre de certaines familles de transformations.* Note (*) de M. **Maurice Audin**, présentée par M. Gaston Julia.

On caractérise les transformations d'indice fini d'un espace vectoriel topologique dans lui-même qui satisfont aux conditions de résolubilité de Fredholm; on examine en particulier le cas des homomorphismes. Pour une famille $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ de transformations linéaires continues, Λ espace topologique, on étudie les ensembles de points de Λ où ces conditions sont vérifiées. On indique quelques applications de ces résultats.

1. Adoptons la terminologie d'une Note précédente ([1]). Soit E un espace vectoriel sur le corps R des nombres réels ou C des nombres complexes, G un sous-espace du dual E^*, E_0 l'intersection des G-hyperplans.

Nommons N-*transformation* toute transformation linéaire T de E dans E, d'indice fini, binormale, et telle que $\overset{-1}{T}(0) \cap E_0 = (0)$; F-transformation, toute N-transformation d'indice nul; R-transformation, toute F-transformation pour laquelle toute T-chaîne est de longueur finie.

2. Les transformations T^n et $T + L$, où $L \in \mathcal{L}(G)$, sont des N-transformations lorsque T en est une; T^n possède des chaînes finies si et seulement si T en possède.

Nous démontrons les résultats suivants :

Les N-transformations sont les sommes $T = T_1 + L$, où $L \in \mathcal{L}(G)$ est permutable à T et où T_1 est une N-transformation qui a les mêmes chaînes infinies que T, mais n'a pas de chaîne finie.

Les R-transformations sont exactement les sommes $U + L$, où $L \in \mathcal{L}(G)$ est permutable à U, et où U est binormale et inversible.

Les N-transformations à indice non positif (non négatif) sont exactement les sommes $V + L$, où $L \in \mathcal{L}(G)$ et où V est une N-transformation inversible à gauche (à droite).

3. Supposons E muni d'une topologie séparée compatible avec sa structure vectorielle. Considérons les N-*homomorphismes*, F-homomorphismes, R-homomorphismes.

Les R-homomorphismes sont les sommes $U + L$, où U est un isomorphisme de E sur E, et L une transformation continue de rang fini, permutable à U. Ce sont aussi les sommes $U + A$, où U est un isomorphisme de E sur E, et A une transformation linéaire compacte permutable à U.

Les N-homomorphismes d'indice non positif (non négatif) sont les sommes $V + L$, où V est continue et de même indice et possède une inverse continue à gauche (à droite), et où L est continue de rang fini. Ce sont aussi les sommes $V + A$, où V a les mêmes propriétés, et où A est compacte.

On en déduit que si T est un N-homomorphisme et si A est compacte,

$T + A$ est un N-homomorphisme de même indice, ce qui précise un théorème de G. Köthe ([2]). Les propositions précédentes sont prouvées à partir des résultats fondamentaux de J. Leray ([3]) et J. H. Williamson ([4]).

4. Soit E un espace vectoriel topologique séparé, Λ un espace topologique, $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ une famille de transformations linéaires continues de E dans E. Considérons les éventualités suivantes :

(C) pour chaque $\lambda_0 \in \Lambda$, il existe un voisinage V_0 de o dans E, tel que, pour tout voisinage W de o, il existe un voisinage u de λ_0 dans lequel $(T_\lambda - T_{\lambda_0})(V_0) \subset W$;

(O) pour chaque point $\lambda_0 \in \Lambda$ où T_{λ_0} est d'indice fini et possède une inverse continue (à gauche ou à droite), il existe un voisinage u de λ_0 dans lequel T_λ à le même indice et possède encore une inverse continue.

$(\overline{O})$ pour toute transformation de rang fini L, la famille $\{T_\lambda - L\}_{\lambda \in \Lambda}$ satisfait à (O).

Enfin, appelons *ensemble de Noether* de $\{T_\lambda\}$ l'ensemble N des points de Λ où T_λ est un N-homomorphisme, et posons $\mu(\lambda) = \dim \overset{-1}{T}_\lambda(o)$, $\chi(\lambda) = \chi(T_\lambda)$.

Si la famille $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ *satisfait à* (C) *et* $(\overline{O})$,

1° N *est ouvert, et* $\chi(\lambda)$ *est constant sur chaque composante* N_ι *de* N, *soit* $\chi(\lambda) = \chi_\iota$.

2° *Au voisinage de tout* $\lambda_0 \in N_\iota$, *on a* $\mu(\lambda) \leqq \mu(\lambda_0)$. *En particulier, l'ensemble* O_ι *des points de* N_ι *où* $\mu(\lambda)$ *est minimum est ouvert.*

On peut, d'ailleurs, dans chaque N_ι, définir une suite d'ouverts O_ι^n, $O_\iota^1 = O_\iota$, sur chacun desquels $\mu(\lambda)$ reste constant : $\mu(\lambda) = \mu_\iota^n$ sur O_ι^n, $\mu_\iota^n < \mu_\iota^{n+1}$; le complémentaire F_ι de $\bigcup_{n=1}^{\infty} O_\iota^n$ est alors un ensemble fermé nulle part dense dans N_ι, dont chaque point λ est point-frontière d'un nombre fini des O_ι^n, avec $\mu(\lambda) > \mu_\iota^n$ si λ est point-frontière de O_ι^n.

5. Ce résultat s'applique en particulier à une famille de transformations continues $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ de l'espace de Banach E, lorsque l'application T_λ de Λ dans l'algèbre normée $\mathcal{L}$ de ces transformations est continue.

Il s'applique aussi à une famille $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ dans un espace vectoriel topologique, lorsque $T_\lambda - I$ est compacte pour chaque $\lambda \in \Lambda$, la condition (C) étant de plus satisfaite; on a alors $N = \Lambda$, et T_λ est un R-homomorphisme pour chaque λ.

6. *Si* Λ *est un ouvert du plan complexe, si* $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ *satisfait à* (C) *et* $(\overline{O})$ *et si* T_λ *est dérivable* (*au sens de la topologie de la convergence simple*), *on a de plus le résultat suivant :*

Dans chaque composante N_i *de* N, *le complémentaire de* O_i *est un ensemble discret.*

Ceci s'applique au cas d'une famille $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$ de l'espace de Banach, lorsque $\lambda \to T_\lambda$ est une application analytique de Λ dans $\mathcal{L}$.

Il s'applique aussi à une famille $\{T_\lambda\}$ dans un espace vectoriel topologique séparé, lorsque $T_\lambda - I$ est compacte pour chaque λ, est dérivable, et satisfait à (C); ces conditions sont notamment remplies quand T_λ est un polynome en λ dont les coefficients sont compacts, sauf le premier qui est un isomorphisme T_0 : $\{T_\lambda\}$ a dans ce cas les mêmes propriétés que la famille $\{I - \lambda A\}$, A étant compacte, ce qui généralise un résultat de F. V. Atkinson ([5]).

Signalons enfin que les conditions ci-dessus sont remplies par les familles $\{T_\lambda\}$ où T_λ est un polynome en λ à coefficients bornés, quand E est un espace vectoriel localement convexe *tonnelé* au sens de N. Bourbaki.

7. *Supposons que la famille* $\{T_\lambda\}_{\lambda \in \Lambda}$, *où* Λ *est un ouvert du plan, satisfasse* (C) *et* $(\overline{O})$, *soit dérivable (au sens précédent), et permutable* (c'est-à-dire que toute transformation permutable à T_λ est permutable à T_μ, quels que soient λ et μ dans Λ); *alors :*

Dans chaque N_i, *le nombre des chaînes infinies indépendantes est constant et égal à* μ_i. *Les points où existent des chaînes finies sont donc les points (isolés) du complémentaire de* O_i.

Ceci s'applique en particulier à une famille $\{I - \lambda A\}$, A étant une transformation linéaire continue de l'espace de Banach E dans lui-même, et l'on retrouve ainsi les résultats de Goh'berg ([6]) et Krackov'skii ([7]). L'étude faite précédemment ([8]) pour des suites de points de Riesz s'étend aux suites de points à chaînes finies de l'ensemble de Noether d'une telle famille.

8. Enfin, les résultats précédents peuvent être utilisés pour étudier le cas plus complexe de transformations dépendant de plusieurs paramètres, par rapport à chacun desquels les conditions utilisées en 4, 5, 6, 7, peuvent être remplies, partiellement ou complètement.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) M. Audin, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 711.

(2) *Portugaliæ Mathematica*, 13, n° 3, 1954, p. 97-104.

(3) *Acta Acad. Scientiarum Szeged*, vol. jubilaire F. Riesz.

(4) *J. London Math. Soc.*, 29, 1954, p. 149-156.

(5) *Acta Math. Acad. Scientarum Hungaricæ*, 3, 1952, p. 53-60.

(6) *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 86, 1952, p. 15-17.

(7) *Doklady Akad. Nauk S. S. S. R.*, 76, 1951, p. 477-480.

(8) M. Audin, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 832.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Théorie de l'intégration.*

Note de M. **Marc Zamansky**, présentée par M. Jean Leray.

Sur un espace topologique $\mathcal{E}$ on considère une certaine famille d'ouverts satisfaisant à certains axiomes. Les fonctions caractéristiques de ces ouverts, engendrent un espace vectoriel Φ sur R. On définit l'intégrale de $\varphi \in \Phi$ et l'on munit Φ d'une norme. Les fonctions intégrables de $\mathcal{E}$ sont obtenues par complétion de Φ; elles sont limites presque partout de suites de Cauchy de Φ.

Soit $\mathcal{E}$ un espace topologique, $\mathcal{B}$ une famille non vide d'ouverts de $\mathcal{E}$. On fait les hypothèses suivantes :

(I_1) Si O et $O' \in \mathcal{B}$, $O \cap O' \in \mathcal{B}$, $O \cup O' \in \mathcal{B}$;

(I_2) Si O et $O' \in \mathcal{B}$, $O \cap \complement \overline{O'} \in \mathcal{B}$;

(I_3) Pour tout $O \in \mathcal{B}$ est défini un nombre réel, fini, ≥ 0, $\mu(O)$ appelé *mesure* de O, satisfaisant aux conditions suivantes : $\mu(O) > 0$ si O n'est pas vide; $\mu(O) \geq \mu(O')$ si $O \supset O'$;

$$\mu(O \cup O') = \mu\left(O \cap \complement \overline{O'}\right) + \mu(O \cap O') + \mu\left(O' \cap \complement \overline{O}\right).$$

Définition. — On appelle *ensemble μ-mince*, un ensemble de points de $\mathcal{E}$ qui, quel que soit $\varepsilon > 0$, peut être recouvert par un nombre fini ou une infinité dénombrable d'ensemble de $\mathcal{B}$ dont les mesures forment une série convergente de somme moindre que ε.

(I_4) Les frontières des $O \in \mathcal{B}$ sont μ-minces.

Une propriété sera dite vraie *presque partout* (abréviation : p. p.) si elle a lieu en tout point $x \in \mathcal{E}$ sauf éventuellement aux points d'un ensemble μ-mince. On écrira par exemple : $f(x) \underset{\text{p. p.}}{=} g(x)$.

Pour les fonctions numériques définies sur $\mathcal{E}$ on désigne par $\mathcal{R}$, la relation d'équivalence

$$f \sim g \Leftrightarrow f(x) \underset{\text{p.p}}{=} g(x).$$

Espace vectoriel Φ. — Les fonctions caractéristiques des $O \in \mathcal{B}$ engendrent un espace vectoriel Φ sur R. Un élément $\varphi \in \Phi$ (fonction en escalier) peut alors être défini par un nombre *fini* $O_1, \ldots, O_n$ d'ouverts de $\mathcal{B}$ deux à deux disjoints; l'ensemble de ces ouverts s'appellera un *support* de φ; φ est continue en tout point de son support; l'ensemble des points où φ n'est pas continue est μ-mince.

Intégrale de $\varphi \in \Phi$. — Soit $\varphi(x) = a_i$ si $x \in O_i$. On pose

$$\int \varphi \, d\mu = \int_{\mathcal{E}} \varphi \, d\mu = \int_{\cup O_i} \varphi \, d\mu = \sum_{i=1}^{n} a_i \mu(O_i).$$

Les propriétés de cette intégrale sont évidentes : elle est linéaire en φ, $\int |\varphi| \, d\mu = 0$ entraîne $\varphi(x) \underset{\text{p.p}}{=} 0$,

$$\left| \int \varphi \, d\mu \right| \leq \int |\varphi| \, d\mu \leq \sup_{x \in \mathcal{E}} |\varphi(x)| \sum_{1}^{n} \mu(O_i).$$

Si $\varphi \geq 0$ [c'est-à-dire si $\varphi(x) \geq 0$], alors $\int \varphi \, d\mu \geq 0$.

$\|\varphi\| = \int |\varphi| \, d\mu$ est une norme sur $\Phi/\mathcal{R}$ (ou sur Φ en considérant comme élément neutre de Φ, toute fonction φ nulle p.p.).

Φ désigne désormais l'espace vectoriel Φ ainsi normé.

Une suite de Cauchy (φ_n) de Φ est définie par $\lim_{m,n\,\infty} \|\varphi_n - \varphi_m\| = 0$. La relation ρ définie par $(\varphi_n) \sim (\gamma_n) \Leftrightarrow \lim_{n\,\infty} \|\varphi_n - \gamma_n\| = 0$ est une relation d'équivalence. Si (φ_n) est une suite de Cauchy, $(|\varphi_n|)$ l'est aussi et $\int \varphi_n\, d\mu$ a une limite finie [$|\varphi|$ désigne la fonction $x \to |\varphi(x)|$].

Soit $\hat{\Phi}$ le complété de Φ : c'est l'ensemble des classes d'équivalence selon ρ définies par les suites de Cauchy de Φ. Si $\hat{f} \in \hat{\Phi}$,

$$\|\hat{f}\| = \lim_{n\,\infty} \int |\varphi_n|\, d\mu$$

est une norme, (φ_n) définissant $\hat{f}$.

On étudie la convergence simple d'une suite de fonctions de Φ qui est suite de Cauchy dans Φ. Les deux lemmes employés au cours de ce travail sont dus en substance à F. Riesz.

LEMME 1. — *Soit (φ_n) une suite de fonctions de Φ, croissante, telle que $\int \varphi_n\, d\mu$ soit borné. Alors $\varphi_n(x)$ converge p. p.*

On remarquera qu'une telle suite est une suite de Cauchy dans Φ.

De ce lemme résulte immédiatement le :

THÉORÈME 1 *a*. — *Si $\lim_{n\,\infty} \|\varphi_n\| = 0$, existe une suite (φ_{n_k}) extraite de (φ_n) et qui converge p. p. vers zéro.*

Le théorème suivant étend le théorème 1 *a* au cas où (φ_n) est une suite de Cauchy de Φ, quelconque.

THÉORÈME 1 *b*. — *Si (φ_n) est une suite de Cauchy dans Φ on peut en extraire une suite qui converge p. p.*

En effet soit ε_k une suite de nombres > 0 tels que $\sum \varepsilon_k < +\infty$. Si

$$\lim_{m,n\,\infty} \|\varphi_n - \varphi_m\| = 0,$$

on peut trouver une suite croissante d'entiers n_k tels que $\|\varphi_{n_k} - \varphi_{n_{k+1}}\| \leq \varepsilon_k$. La suite $\left(\sum_{k=1}^{\nu} |\varphi_{n_k} - \varphi_{n_{k+1}}|\right)_{\nu \in N}$ satisfait alors aux conditions du lemme 1.

Soit alors (φ_n) une suite de Cauchy, (φ_{n_k}) une suite extraite de (φ_n) et convergeant p. p. Soit $f(x) = \lim_{k\,\infty} \varphi_{n_k}(x)$ lorsque cette limite existe, $f(x) = 0$ ailleurs.

Si (φ_n) et (γ_n) sont deux suites de Cauchy : 1° équivalentes selon ρ ; 2° convergentes p. p. vers f et g respectivement, alors on a $(fx) \underset{\text{p. p.}}{=} g(x)$.

Soit maintenant $\mathcal{F}$ *l'ensemble des fonctions numériques définies sur $\mathcal{E}$ et qui sont limites p. p. de suites de Cauchy de Φ*. L'application Λ définie par

$f(x) = \lim_{k\,\infty} \varphi_{n_k}(x)$ si cette limite existe, $f(x) = 0$ ailleurs, est une application de $\hat{\Phi}$ *sur* $\mathcal{F}/\mathcal{R}$.

Nous montrerons dans une publication suivante que moyennant une hypothèse supplémentaire sur la famille $\mathcal{B}$, Λ est une application biunivoque.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur le comportement asymptotique des suites de variable aléatoires.* Note de M. **Daniel Dugué**, présentée par M. Georges Darmois.

Extension d'une notion de M. Kolmogoroff. Utilisation de cette notion pour établir un théorème sur les sommes de variables indépendantes convergentes en probabilité.

On doit à M. Kolmogoroff (*voir* par exemple A. Kolmogoroff, *Foundations of Probability*) la notion de suite de variables aléatoires stable (en probabilité, presque sûre et qui s'étend immédiatement à la notion de stabilité presque complètement sûre). $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$ est dit par M. Kolmogoroff stable en probabilité s'il existe une suite de nombres certains $a_1, a_2, \ldots, a_n, \ldots$ telle que $\text{Prob}[|X_n - a_n| > \varepsilon] < \varepsilon$ pour $n > N$ quel que soit ε arbitrairement petit, avec extension immédiate pour la notion presque sûre et presque complètement sûre. Il est bon de remarquer que la stabilité est un phénomène typiquement aléatoire en ce sens que toute suite certaine est stable au sens de M. Kolmogoroff. Il me paraît utile d'étendre la notion de M. Kolmogoroff de la façon suivante : $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$ sera dit *aléatoirement* stable en probabilité (resp. presque sûrement, presque complètement sûrement) s'il existe une suite de nombres certains $a_1, a_2, \ldots, a_n, \ldots$ tels que la suite $X_1 - a_1, \ldots, X_n - a_n, \ldots$ tende en probabilité (resp. presque sûrement, presque complètement sûrement) vers une limite aléatoire. Je propose de réserver le terme stable pour le cas où la limite est certaine (on peut évidemment la prendre nulle). Cette notion nouvelle permet de donner le théorème suivant :

Théorème. — *Si* $X_1, X_2, \ldots, X_n, \ldots$, *et* $Y_1, Y_2, \ldots, Y_n, \ldots$ *sont deux suites aléatoires, les* X *étant indépendants des* Y *et si* $X_n + Y_n$ *converge en probabilité vers une limite aléatoire, les deux suites* X_n *et* Y_n *sont aléatoirement stables en probabilité.*

En effet si $X_n + Y_n = Z_n$ tend en probabilité vers une limite aléatoire L, il existe N tel que pour $m, n > N$ on ait $\text{Prob}[|Z_m - Z_n| > \varepsilon] < \varepsilon$. On a donc quel que soit ε : $Q_{Z_m - Z_n}(2\varepsilon) > 1 - \varepsilon$. Q étant la fonction de concentration de M. Paul Lévy. On a $Z_m - Z_n = X_m - X_n + Y_m - Y_n$, $X_m - X_n$ et $Y_m - Y_n$ étant indépendants par hypothèse. Par suite d'après un résultat de M. Paul Lévy $Q_{X_m - X_n}(2\varepsilon) > 1 - \varepsilon$ quel que soit ε positif. Il en résulte que la suite à deux indices $X_m - X_n$ est stable en probabilité c'est-à-dire que pour tout ε il existe N

et $a_{m,n}$ tel que $m, n > N$ entraîne

$$\text{Prob}[|(X_m - X_n) - a_{m,n}| > \varepsilon] < \varepsilon.$$

Un raisonnement analogue à celui de Slutsky sur la convergence mutuelle permet d'achever la démonstration. $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \ldots, \varepsilon_p$, étant choisis tels que $\sum \varepsilon_p$ converge on peut déterminer une suite croissante $n_1, n_2, \ldots, n_p, \ldots$ telle que

$$\text{Prob}[|X_{n_1} - (X_{n_2} + a_{n_1,n_2})| > \varepsilon_1] < \varepsilon_1, \qquad \text{Prob}[|X_{n_2} - (X_{n_3} + a_{n_2,n_3})| > \varepsilon_2] < \varepsilon_2, \qquad \ldots.$$

Il en résulte que la suite de variables aléatoires

$$X_{n_1}, \quad X_{n_2} + a_{n_1,n_2}, \quad X_{n_3} + a_{n_1,n_2} + a_{n_2,n_3}, \quad \ldots$$

converge presque complètement sûrement (et, par suite, en probabilité) vers une limite aléatoire l. Il existe donc $N' > N$ tel que l'on ait

$$\text{Prob}[|(X_{n_p} + a_{n_1,n_2} + \ldots + a_{n_{p-1},n_p}) - l| > \varepsilon] < \varepsilon \qquad \text{pour} \quad n_p > N'.$$

Comme pour $m > N' > N$ on a

$$\text{Prob}[|X_m - X_{n_p} - a_{m,n_p}| > \varepsilon] < \varepsilon.$$

Il en résulte que

$$\text{Prob}[|X_m + (a_{n_1,n_2} + \ldots + a_{n_{p-1},n_p} - a_{m,n_p}) - l| > 2\varepsilon] < 2\varepsilon.$$

Dans le cas particulier où L est certain, on en déduit que X_n et Y_n sont stables au sens de M. Kolmogoroff (dans ce cas la démonstration peut se faire en supposant *seulement* X_n indépendant de Y_n).

MÉCANIQUE ALÉATOIRE. — *Principes d'une mécanique aléatoire lagrangienne.* Note de MM. **Ferdinand Gonseth** et **François Baatard**, présentée par M. Georges Darmois.

Dans l'espace de l'extension en phase des variables aléatoires p et q canoniquement conjuguées, p et q apparaissent avec des probabilités déterminées; leur loi de probabilité conjuguée définit, dans cet espace, un champ de diffusion. C'est une fonction d'état.

La mécanique aléatoire peut être interprétée comme une théorie de la diffusion par l'intermédiaire de ses fonctions d'état.

Une mécanique lagrangienne relie, dans l'extension en phase, le système (p, q) à $2n$ constantes arbitraires fournies par l'intégration des équations de Lagrange; elle fixe pour des conditions initiales déterminées une trajectoire possible qui résulte d'un principe de variation. Cette trajectoire est en effet l'extrémale d'une fonction de Jacobi formée à partir du système (p, q); cette fonction de Jacobi engendre une onde de ce système.

La mécanique aléatoire considère les conditions initiales comme des variables aléatoires; elle fait de l'espace (p, q) un espace de trajectoires

qui peuvent être décrites avec des probabilités données; à cet ensemble de trajectoires, la fonction de Jacobi fournit une onde qui détermine l'état de diffusion du système. La fonction de Jacobi est une intégrale première des équations du mouvement dans l'extension en phase; elle donne, en qualité de fonction d'état d'un point, la probabilité des directions des trajectoires possibles autour de ce point et, par là, la diffusion du système dont elle fixe la dépendance de probabilité. Chaque élimination parmi les $2n$ paramètres d'intégration engendre de nouvelles intégrales premières, c'est-à-dire de nouvelles ondes de diffusion ou de corrélation.

Le système lagrangien aléatoire qui ne détermine pas seulement une onde, mais tout un complexe d'ondes de diffusion qui accompagne le « mouvement » du corpuscule aléatoire (p, q), est dominé par l'hypothèse d'un principe de moindre relâchement de la dépendance de probabilité; *si les fonctions aléatoires p et q sont dérivables en moyenne quadratique*, c'est-à-dire si le milieu aléatoire remplit les conditions de cohérence de ce type de dérivation (¹), l'extrémale ainsi obtenue montre que la trajectoire, entre deux « coupures de mouvement » dues au fait que les conditions initiales sont considérées comme des variables aléatoires, réalise le plus souvent le phénomène le plus probable. En d'autres termes, *la trajectoire la plus susceptible d'être réalisée est celle de la mécanique classique : c'est la trajectoire la plus probable*, cependant que les trajectoires possibles sont orthogonales aux surfaces d'égale diffusion sur lesquelles la dépendance de probabilité est la même.

La mécanique aléatoire lagrangienne dérivable en moyenne quadratique décrit les champs de diffusion dont elle permet de former des effets moyens macroscopiquement et physiquement observables. Le passage au caractère aléatoire se fait par une interprétation des intégrales premières, soit des invariants du système aléatoire, en tant que fonction d'état d'un milieu en instance de diffusion.

(¹) Au sens de l'analyse aléatoire doublement dérivable en moyenne quadratique développée par Dedebant et Wehrlé.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Sur le passage des équations de Navier-Stokes aux équations de Reynolds.* Note (*) de Mme **Marie-Louise Dubreil-Jacotin**, transmise par M. Henri Villat.

Soient les équations de Navier-Stokes

$$(I)\quad \begin{cases} \dfrac{\partial u_j}{\partial t} + \displaystyle\sum_k \frac{\partial}{\partial x_k}(u_j u_k) = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} + \nu\,\Delta u_j & (j = 1, 2, 3), \\ \displaystyle\sum_j \frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0, \end{cases}$$

dans lesquelles $u_j (j=1, 2, 3)$ et p sont des fonctions inconnues des variables $x_j (j=1, 2, 3)$ et du temps, ρ et ν des données.

Considérons dans l'anneau des fonctions f susceptibles d'être solutions du problème (fonctions réelles suffisamment dérivables) l'application (ou correspondance) $f \to \bar{f}$ vérifiant les axiomes :

$$
(\mathrm{A}) \quad \begin{cases} (1) & \overline{f+g} = \bar{f} + \bar{g}, \\ (2) & \overline{\lambda f} = \lambda \bar{f}, \\ (3) & \overline{f\bar{g} + \bar{f}g} = \bar{f}\bar{g} + \overline{\bar{f}\bar{g}}, \\ (4) & \bar{e} = e, \\ (5^*) & \overline{\dfrac{\partial f}{\partial \xi}} = \dfrac{\partial}{\partial \xi}(\bar{f}). \end{cases}
$$

où λ est un nombre réel, e la fonction égale à 1 pour toute valeur de la variable, ξ une quelconque des variables x, y, z, t. L'axiome (2) entraîne $\overline{(-f)} = -\bar{f}$ et (1), en faisant $f = -g$ donne alors $\bar{0} = 0$. L'axiome (4) joint à (2) entraîne que toute constante est conservée, l'axiome (5^*) que, pour toute dérivée qui existe, on a

$$
\overline{\frac{\partial^q f}{\partial x_1^{\alpha_1} \partial x_2^{\alpha_2} \partial x_3^{\alpha_3} \partial t^{\beta}}} = \frac{\partial^q (\bar{f})}{\partial x_1^{\alpha_1} \partial x_2^{\alpha_2} \partial x_3^{\alpha_3} \partial t^{\beta}} \qquad (\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3 + \beta = q).
$$

Enfin, l'axiome (3) s'écrit aussi, en posant $f' = f - \bar{f}$, et développant $\overline{f'g'}$ grâce à l'axiome (1),

$$
(3^*) \qquad \overline{fg} = \bar{f}\bar{g} + \overline{f'g'},
$$

ce qui n'est pas autre chose que l'*axiome stochastique des moyennes*.

Cela étant, si une expression $\mathrm{F}(f, g, \ldots)$ formée avec des fonctions de l'anneau à l'aide des opérations addition et multiplication en nombre fini et contenant en outre des dérivées est nulle, on en déduit que $\overline{\mathrm{F}(f, g, \ldots)} = 0$. Or nous savons à l'aide des axiomes précédents, former $\overline{\mathrm{F}}$. Nous savons donc déduire de toute équation de ce type vérifiée par les f l'équation correspondante vérifiée par les transformées $\bar{f}$.

Appliquons cela aux équations de Navier-Stokes. On a

$$
\overline{\frac{\partial u_j}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k}(u_j u_k) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x_j} - \nu \Delta u_j} = \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{u}_k \bar{u}_j + \overline{u'_k u'_j}) + \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_j} + \nu \Delta \bar{u}_j,
$$

$$
\overline{\sum_j \frac{\partial u_j}{\partial x_j}} = \sum_j \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j},
$$

d'où

$$
(\mathrm{II}) \quad \begin{cases} \dfrac{\partial \bar{u}_j}{\partial t} + \displaystyle\sum_k \frac{\partial \bar{u}_k \bar{u}_j}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial \overline{u'_k u'_j}}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_k} + \nu \Delta \bar{u}_j (j=1, 2, 3), \\ \displaystyle\sum_j \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0, \end{cases}
$$

qui n'est autre que le système classique des équations de Reynolds. *Le système* A *est donc celui qui s'impose axiomatiquement pour justifier le passage des équations de Navier-Stokes aux équations de Reynolds.*

Si l'on se préoccupe, en plus, de donner aux transformées $\bar{f}$ des propriétés plus ou moins intuitives de moyennes, on traite un problème différent et l'introduction d'axiomes supplémentaires peut conduire à des contradictions logiques ou à des systèmes sans solution dans l'anneau considéré.

M. Kampé de Fériet avait ainsi imposé initialement que la partition attachée à $\bar{f}$ soit moins fine que celle attachée à f. Les résultats qu'il a obtenus ainsi dans ce Mémoire ([1]) n'étaient pas en accord avec ceux de G. Birkhoff ([2]) et cela provenait en partie, comme je l'ai montré ([3]), du fait que cet axiome, n'étant pas vérifié dans le cas fini, ne pouvait légitimement être imposé dans le cas général.

M. Kampé de Fériet impose également $\bar{\bar{f}}=\bar{f}$ qui entraîne $\bar{f'}=0$. A vrai dire cette condition, qui n'est pas remplie par les moyennes utilisées explicitement par Reynolds, n'est pas toujours explicitement imposée par M. Kampé de Fériet qui, au lieu du système A utilise le système A′ différant de A seulement par le remplacement de la condition (3) par

$$(3') \qquad \overline{f\bar{g}}=\bar{f}\bar{g} \qquad \text{(appelée } \textit{condition de Reynolds}\text{)}.$$

Le système A′ entraîne alors immédiatement $\bar{\bar{f}}=\bar{f}$, $\bar{f'}=0$ et A.

Il résulte de ce qui précède que le système (A′) de M. Kampé de Fériet n'est pas « nécessaire et suffisant » pour « justifier logiquement le passage des équations de Navier-Stokes aux équations de Reynolds » ([4]), mais que *si* le système A′ avait des solutions, celles-ci donneraient le passage cherché avec des transformées $\bar{f}$ ayant plus un aspect de moyennes physiques constantes que des solutions de A qui ne seraient pas solutions de A′.

J'ai donc posé le problème d'étudier les solutions du système A. Comme MM. Kampé de Fériet et Birkhoff, j'ai pensé qu'il y avait lieu d'étudier d'abord dans des anneaux plus généraux le système d'axiomes que l'on obtient en remplaçant (5*) par

$$(5) \qquad f<g \quad \textit{entraîne} \quad \bar{f}\leqq\bar{g}.$$

On obtient ainsi à partir de A ou de A′ les systèmes que nous désignerons par B ou B′.

Nous avons essayé, J. Arbault et moi-même, d'appliquer au système B les méthodes algébriques qui nous ont permis de caractériser, sauf dans un des deux cas d'irrégularité, d'une manière constructive abstraite, toutes les transformations satisfaisant à B′ ([5]). Nous n'avons pu obtenir un tel résultat avec le système B. J'ai exposé au Colloque d'Algèbre de Bruxelles en décembre 1956 les propriétés que nous avons cependant pu établir.

Il est remarquable, comme l'ont montré J. Arbault et I. Molinaro ([6]) par

des méthodes entièrement différentes, que les systèmes B et B′ sont équivalents pour les transformations d'espaces vectoriels finis.

Mais ce qui est inattendu, c'est que le système A se prête bien au calcul pratique. I. Molinaro a obtenu en effet ([7]) dans le cas des fonctions réelles d'une seule variable et moyennant des hypothèses très larges une solution *unique* qui n'est pas solution du système A′. Nous pouvons donc conclure que, dans les conditions envisagées, *le système* A′ *de* M. *Kampé de Fériet n'a pas de solution.*

Enfin, le fait que le passage de toute solution de (I) à la solution correspondante de (II) est réalisé explicitement par l'opérateur simple et inversible de Molinaro :

$$\bar{f}(x_1, x_2, x_3, t) = a\, e^{-at} \int_{-\infty}^{t} f(x_1, x_2, x_3, s)\, e^{as}\, ds \qquad (a \text{ constante réelle et positive}).$$

ou par un opérateur spatial analogue, semble apporter une raison de plus pour ne pas utiliser les équations de Reynolds.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) *Ann. Soc. Scient. Bruxelles*, 63, 1949, p. 176 et suiv.

([2]) *Colloque d'Algèbre et Théorie des nombres*, Paris, 1949.

([3]) *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1136.

([4]) Article de J. Kampé de Fériet, sur la Turbulence dans *Théorie des Fonctions aléatoires de* A. Blanc-Lapierre et R. Fortet, Masson, 1953, p. 613.

([5]) M. L. Dubreil-Jacotin, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 856; J. Arbault, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 858 et 949.

([6]) Mémoires à paraître dans les Publications scientifiques de l'Université d'Alger.

([7]) I. Molinaro, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2890.

MÉCANIQUE DES FLUIDES. — *Détermination d'une $\mathcal{R}$-transformation de Reynolds.*

Note de M. **Italico Molinaro**, transmise par M. Henri Villat.

Nous nous proposons dans ce qui suit de trouver l'expression explicite d'une $\mathcal{R}$-transformation particulière. Après avoir défini, de façon générale, ce qu'il fallait entendre par $\mathcal{R}$-transformation de Reynolds ([1]), nous imposerons des conditions particulières très fortes, qui nous conduirons de façon simple à l'expression cherchée ([2]).

Étant donné un anneau $\mathfrak{A}$ de fonctions définies sur un ensemble E et prenant leurs valeurs dans un corps K, nous appellerons $\mathcal{R}$-transformation de Reynolds toute application $\mathcal{R}$ de $\mathfrak{A}$ dans $\mathfrak{A}$ vérifiant les trois axiomes :

(A) $$\mathcal{R}(f+g) = \mathcal{R}f + \mathcal{R}g \qquad (f \text{ et } g \in \mathfrak{A}),$$

(B) $$\mathcal{R}(\alpha f) = \alpha . \mathcal{R}f \qquad (\alpha \in K),$$

(C) $$2\mathcal{R}(f.\mathcal{R}f) = (\mathcal{R}f)^2 + \mathcal{R}(\mathcal{R}f)^2.$$

On sait ([3]) que la condition (C) est équivalente à

(C′) $$\mathcal{R}(f.\mathcal{R}g + g.\mathcal{R}f) = \mathcal{R}f.\mathcal{R}g + \mathcal{R}(\mathcal{R}f.\mathcal{R}g).$$

Pour simplifier l'exposé nous allons admettre que l'ensemble E de définition des fonctions considérées est la droite réelle, et que les diverses opérations que nous aurons à effectuer sur ces fonctions (dérivation, par exemple) sont licites.

Les conditions supplémentaires que nous imposons sont les suivantes :

(I) $$f \leqq g \quad \text{entraîne} \quad \mathcal{R}f \leqq \mathcal{R}g;$$

(II) $$\mathcal{R}u = u, \quad \text{où } u \text{ est la fonction définie par } u(x) = 1, \ \forall x \in \mathrm{E};$$

(III) $$\mathcal{R}[f(x+h)] = (\mathcal{R}f)(x+h).$$

Cette dernière condition [appelée par G. Birkhoff (4) hypothèse d'homogénéité] exprime la permutabilité de $\mathcal{R}$ avec les translations $x \rightarrow x+h$.

Les conditions (I) et (II) permettent d'établir que :

Si $u_n(x)$ est le terme général d'une série uniformément convergente, on a

$$\sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{R}[u_n(x)] = \mathcal{R}\left[\sum_{n=1}^{\infty} u_n(x)\right].$$

D'autre part, la condition (III) entraîne

$$\frac{d}{dx}(\mathcal{R}f) = \mathcal{R}\left(\frac{df}{dx}\right).$$

En particulier, si $f = x$, on a

$$\frac{d}{dx}(\mathcal{R}x) = \mathcal{R}u, \qquad \text{donc} \quad \mathcal{R}x = x + \alpha \qquad (\alpha = \text{const.}).$$

On en déduit

$$\mathcal{R}(x - x_0) = x - x_0 + \alpha.$$

En portant dans (C), où l'on prend $f = x - x_0$, on obtient

$$\mathcal{R}(x - x_0)^2 = (x - x_0)^2 + 2\alpha(x - x_0) + 2\alpha^2$$

et d'une façon générale :

$$\mathcal{R}(x - x_0)^n = (x - x_0)^n + \sum_{p=1}^{n} n(n-1)\ldots(n-p+1)\,\alpha^p (x - x_0)^{n-p}. \tag{1}$$

Dans (1) remplaçons n par $n-1$ et multiplions les deux membres par $n\alpha$:

$$n\alpha\mathcal{R}(x - x_0)^{n-1} = n\alpha(x - x_0)^{n-1} + \sum_{p=1}^{n-1} n(n-1)\ldots(n-p)\,\alpha^{p+1}(x - x_0)^{n-p-1}$$
$$= \sum_{p=1}^{n} n(n-1)\ldots(n-p+1)\,\alpha^p (x - x_0)^{n-p},$$

et par suite (1) peut s'écrire, en posant $\alpha = -(1/a)$,

$$\mathcal{R}(x - x_0)^n = (x - x_0)^n - \frac{n}{a}\mathcal{R}(x - x_0)^{n-1}. \tag{2}$$

Cela étant, soit $f(x)$ une fonction analytique au voisinage du point x_0; multiplions les deux membres de (2) par $f^{(n)}(x_0)/n!$, il vient en sommant :

$$\mathcal{R}\left[\sum_{n=1}^{\infty}\frac{f^{(n)}(x_0)}{n!}(x-x_0)^n\right]=\sum_{n=1}^{\infty}\frac{f^{(n)}(x_0)}{n!}(x-x_0)^n-\frac{1}{a}\mathcal{R}\left[\sum_{n=1}^{\infty}\frac{f^{(n)}(x_0)}{(n-1)!}(x-x_0)^{n-1}\right],$$

ce qui s'écrit

$$\mathcal{R}[f(x)-f(x_0)]=f(x)-f(x_0)-\frac{1}{a}\mathcal{R}[f'(x)];$$

donc,

$$\mathcal{R}f+\frac{1}{a}\frac{d}{dx}(\mathcal{R}f)=f,$$

équation différentielle du premier ordre, dont l'intégrale générale est

$$\mathcal{R}f=a\,e^{-ax}\int_{\omega}^{x}f(t)\,e^{at}\,dt \qquad (\omega=\text{const.}).$$

On détermine ω par la condition $\mathcal{R}u=u$; supposons $a>0$, alors $\omega=-\infty$. *Dans ces conditions la transformation cherchée est*

$$(3) \qquad \mathcal{R}f=a\,e^{-ax}\int_{-\infty}^{x}f(t)\,e^{at}\,dt \qquad (a>0).$$

pour toutes les fonctions f pour lesquelles cette intégrale a un sens.

Inversement, on vérifie sans peine que la transformation (3) est bien une $\mathcal{R}$-transformation de Reynolds vérifiant les conditions (I), (II) et (III).

Remarque 1. — On a vu que $\mathcal{R}x=x-(1/a)$, d'où

$$\mathcal{R}(\mathcal{R}x)=x-\frac{2}{a}\neq\mathcal{R}x.$$

Cela suffit pour montrer que *la transformation $\mathcal{R}$ définie par* (3) *n'est pas une $\mathcal{C}$-transformation de Reynolds*, pour laquelle on a, quelle que soit f, $\mathcal{C}(\mathcal{C}f)=\mathcal{C}f$. Or on sait [5] que dans le cas de fonctions définies sur un ensemble fini, toute $\mathcal{R}$-transformation [définie par (A), (B), (C), (I) et (II)] est une $\mathcal{C}$-transformation. La $\mathcal{R}$-transformation définie par (3) montre que cela n'est pas vrai, dans le cas général.

Remarque 2. — La transformation

$$\mathcal{R}f=a\,e^{-ax}\int_{\omega}^{x}f(t)\,e^{at}\,dt$$

est aussi une $\mathcal{R}$-transformation de Reynolds, en ce sens qu'elle satisfait aux axiomes (A), (B) et (C); mais elle ne vérifie pas les conditions (I), (II) et (III). Nous y reviendrons.

(1) *Cf.* M. L. Dubreil-Jacotin, *Colloque d'algèbre*, Bruxelles, décembre 1956.

(2) En réalité ces conditions ne sont pas indépendantes, ce qu'on verrait par une étude plus approfondie ; mais cette dépendance n'apparaîtra pas ici.

(3) *Voir*, I. Molinaro, *Sur les endomorphismes de Reynolds de fonctions définies sur un ensemble fini* (*Annales de l'Université d'Alger*).

(4) *Moyennes de fonctions bornées* (*Colloque d'Algèbre et Théorie des nombres*, Paris, p. 143-154).

(5) *Voir* I. Molinaro, *loc. cit.* (3).

ASTROPHYSIQUE. — *Spectre d'une éruption au bord du disque solaire.*

Note de M. Harold Zirin, présentée par M. André Danjon.

Le 18 décembre 1956 une éruption chromosphérique d'importance 2 a été observée avec le coronographe de l'Observatoire de Climax (Colorado). Elle apparut au bord du disque, du côté Ouest, à 22 h 5 T. U. L'éruption montra un spectre continu très intense, associé avec une brillante émission de la raie jaune λ 5 694 de la couronne, la plus forte jamais observée à Climax.

Les spectres obtenus couvrent les domaines spectraux de λ 3 889 à 4 150 et de λ 5 480 à 5 750, et montrent au total 30 raies d'émission de l'éruption, et deux raies coronales. Les raies coronales sont λ 4 086 du Ca XIII, et λ 5 694 du Ca XV.

La table suivante donne les longueurs d'onde et une première détermination des intensités relatives des radiations émises par l'éruption :

Raie.	Identification.	Intensité relative.	Raie.	Identification.	Intensité relative.
3 889.......	Hζ	} 5,73	3 987.......	Mg I ou Mn I	(*)
3 889.......	He I		4 005.......	Fe I	(*)
3 895,7.....	Fe I	(*)	4 009.......	He I	3,05
3 899,7.....	Fe I	(*)	4 026.......	He I	~17,0
3 900.......	Ti II	1,00	4 031 }		{ 0,79
3 913.......	Ti II	1,15	4 033 }......	Mn I	{ 0,65
3 920.......	Fe I	(*)	4 034 }		{ 0,59
3 923.......	Fe I	(*)	4 045 }		{ 1,79
3 926.......	He I	1,83	4 064 }......	Fe I	{ 0,93
3 928.......	Fe I	(*)	4 072 }		{ 0,76
3 933.......	Ca II	(**)	4 077.......	Sr II	8,78
3 944.......	Al I	1,83	4 086.......	Ca XIII	0,94
3 961.......	Al I	3,71	4 101.......	H δ	(**)
3 964.......	He I	9,08	4 121.......	He I	3,42
3 968,5.....	Ca II	(**)	4 144.......	He I	3,91
3 970.......	H ε	(**)			

(*) Très faible.

(**) Surexposé.

(*High Altitude Observatory, Boulder, Colorado.*)

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Conditions de décharge dans une cavité électromagnétique et ondes progressives dans les plasmas lorentziens.* Note de MM. **Raymond Jancel** et **Théo Kahan**, présentée par M. Louis de Broglie.

A partir de résultats antérieurs, les auteurs établissent des conditions de décharge pour un plasma lorentzien dans une cavité électromagnétique et étudient la propagation d'ondes progressives dans un plasma indéfini.

Dans deux Notes précédentes ([1]), désignées dans la suite par I et II, nous avons établi des équations générales pour un plasma lorentzien soumis à un champ électrique oscillant, à un champ $\vec{K}(\vec{r})$ et à un champ magnétique constant et dans lequel se produisent des phénomènes d'excitation et d'ionisation. L'objet de cette Note est d'appliquer ces formules générales au cas de la décharge dans un plasma enfermé dans une cavité électromagnétique et au cas de la propagation d'ondes progressives dans un plasma indéfini.

1. *Équation en* F_0^0. — Nous admettrons dans ce qui suit que l'on peut négliger, dans les équations (6)-(9) de II, les fonctions F_1^0 et G_1^0, ce qui revient à négliger l'interaction du champ électrique oscillant avec un gradient de concentration dans la même direction. Dans ces conditions, les équations (7) de II disparaissent et l'on peut tirer de (8)-(9), $\vec{F}_0^1$, $\vec{F}_1^1$ et $\vec{G}_1^1$ en fonction de F_0^0; on a

$$\vec{F}_0^1 = -\overleftrightarrow{\mathcal{T}_0(v)}.\left(\vec{\nabla}_r F_0^0 + \frac{\vec{K}(\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}\right), \tag{1}$$

$$\vec{G}_1^1 = \overleftrightarrow{\mathcal{T}_0(v)}.\vec{F}_1^1, \qquad \vec{F}_1^1 = \overleftrightarrow{\mathcal{T}_1(v)}.\vec{\Gamma}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}, \tag{2}$$

avec

$$\overleftrightarrow{\mathcal{T}_0(v)} = \frac{1}{\nu_1^2+\omega_H^2}\left\|\begin{matrix} \nu_1+\dfrac{\omega_x^2}{\nu_1} & \dfrac{\omega_x\omega_y}{\nu_1}-\omega_z & \dfrac{\omega_x\omega_z}{\nu_1}+\omega_y \\ \dfrac{\omega_x\omega_y}{\nu_1}+\omega_z & \nu_1+\dfrac{\omega_y^2}{\nu_1} & \dfrac{\omega_y\omega_z}{\nu_1}-\omega_x \\ \dfrac{\omega_x\omega_z}{\nu_1}-\omega_y & \dfrac{\omega_y\omega_z}{\nu_1}+\omega_x & \nu_1+\dfrac{\omega_z^2}{\nu_1} \end{matrix}\right\|. \tag{3}$$

$\overleftrightarrow{\mathcal{T}_1(v)}$ est défini par la relation

$$\vec{F}_1^1.\left(1+\left(\overleftrightarrow{\mathcal{T}_0(v)}\right)^2\right) = -\overleftrightarrow{\mathcal{T}_0(v)}.\frac{\vec{\Gamma}}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}. \tag{4}$$

En portant ces résultats dans la formule (6) de II, on obtient une équation

en F_0^0 :

$$(5)\quad -\frac{v^2}{3}\vec{\nabla}_r.\left\{\overleftrightarrow{\mathfrak{T}_0(v)}.\left(\vec{\nabla}_r F_0^0+\frac{\vec{K}(\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}\right)\right\}+\frac{1}{6v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left[v^3\Gamma.\left(\overleftrightarrow{\mathfrak{T}_1(v)}.\vec{\Gamma}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}\right)\right]$$
$$-\frac{1}{3v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left\{v^3\vec{K}(\vec{r}).\left[\overleftrightarrow{\mathfrak{T}_0(v)}.\left(\vec{\nabla}_r F_0^0+\frac{\vec{K}(\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}\right)\right]\right\}=J(F_0^0)-(\nu_x+\nu_i-q)F_0^0.$$

La résolution complète de cette équation aux dérivées partielles est très ardue dans le cas général; nous allons en tirer quelques applications indépendantes de la fonction de distribution F_0^0.

2. *Conditions de décharge.* — Multiplions les deux membres de (5) par $4\pi v^2\,dv$ et intégrons de o à ∞; les deux termes en $\partial/\partial v$ donneront une contribution nulle (d'après les conditions à l'infini sur la fonction f et par conséquent sur F_0^0) et il en est de même pour $J(F_0^0)$ d'après sa définition dans II. Toujours d'après II, la deuxième intégrale du second membre est égale à $n\bar{\nu}_i$ (où n est la densité au point $\vec{r}$ et $\bar{\nu}_i$ le nombre d'électrons créés par ionisation); il vient alors

$$(6)\quad \frac{4\pi}{3}\int_0^\infty v^4\vec{\nabla}_r.\left\{\overleftrightarrow{\mathfrak{T}_0(v)}.\left(\vec{\nabla}_r F_0^0+\frac{\vec{K}(\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}\right)\right\}dv+n\bar{\nu}_i=0.$$

Cette équation exprime que les électrons perdus par diffusion (1er terme) sont compensés par les électrons gagnés par ionisation : c'est une condition de décharge. Montrons que cette formule générale contient, comme cas particuliers, des résultats obtenus antérieurement ([2]).

a. $\vec{K}(\vec{r})=0$ et $\omega_{\text{H}}=0$. L'équation (6) devient

$$(7)\quad \overline{\left(\frac{v^2}{3\nu_1}\right)}\Delta_r n+n\bar{\nu}_i=0.$$

On retrouve la formule classique pour le coefficient de diffusion

$$(8)\quad D=\overline{\left(\frac{v^2}{3\nu_1}\right)}$$

et la condition de décharge s'écrit, par exemple dans le cas d'une cavité parallélépipédique de côtés L_1, L_2, L_3

$$(9)\quad \frac{\bar{\nu}_i}{D}=\pi^2\left(\frac{1}{L_1^2}+\frac{1}{L_2^2}+\frac{1}{L_3^2}\right)=\frac{1}{\Lambda^2},$$

ce qui définit la longueur de diffusion Λ de la cavité.

b. $\vec{K}(\vec{r})=0$, $\omega_{\text{H}}\neq 0$. En prenant $\vec{H}_0$ parallèle à Oz, (6) s'écrit

$$(10)\quad \overline{\left(\frac{v^2\nu_1}{3(\nu_1^2+\omega_{\text{H}}^2)}\right)}\left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 n}{\partial y^2}\right)+\overline{\left(\frac{v^2}{3\nu_1}\right)}\frac{\partial^2 n}{\partial z^2}+n\bar{\nu}_i=0.$$

On peut alors définir une longueur de diffusion Λ_{H} en présence du champ

magnétique : on peut utiliser le coefficient D donné par (8), en supposant que les longueurs perpendiculaires à $\vec{H}_0$ ont subi une dilatation dans le rapport

$$\left[\frac{\overline{\left(\frac{v^2}{3\nu_1}\right)}}{\overline{\left(\frac{v^2\nu_1}{(3\nu_1^2+\omega_H^2)}\right)}}\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{11}$$

Si ν_1 est indépendant de v, ce rapport s'écrit $[(\nu_1^2+\omega_H^2)^{1/2}]/\nu_1$.

Les conditions de décharge précédentes font intervenir n et des valeurs moyennes définies à partir de F_0^0 dont la valeur se calcule par l'équation générale (5); dans celle-ci figurent à titre de paramètres les amplitudes du champ oscillant $\vec{\Gamma}$ et du champ constant $\vec{K}(\vec{r})$, de sorte que les formules précédentes relient l'établissement de la décharge à l'amplitude de ces champs. Remarquons encore que la méthode précédente permet de traiter immédiatement le cas des ondes stationnaires dans une telle cavité compte tenu des conditions aux limites et de retrouver comme cas particulier les résultats de P. Rosen ([3]).

3. *Ondes progressives.* — Terminons en traitant le cas des ondes progressives dans un plasma indéfini en présence d'un champ magnétique constant $\vec{H}_0$. Nous supposons que l'onde progressive peut se mettre sous la forme $\vec{\Gamma}\cos(\vec{N}.\vec{r}-\omega t)$. En évaluant la contribution du terme en $\vec{\Gamma}\sin(\vec{N}.\vec{r})\sin\omega t$, on obtient [dans le cas où $\vec{K}(\vec{r})=0$, où F_1^0 et G_1^0 sont négligeables et sans tenir compte des processus élémentaires] les quatre équations suivantes :

$$\frac{v^2}{3}\vec{\nabla}_r.\vec{F}_0^1+\frac{\cos(\vec{N}.\vec{r})}{6v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\Gamma}.\vec{F}_1^1\right)+\frac{\sin(\vec{N}.\vec{r})}{6v^2}\frac{\partial}{\partial v}\left(v^3\vec{\Gamma}.\vec{G}_1^1\right)=J(F_0^0), \tag{12}$$

$$\vec{\nabla}_r F_0^0-\left(\vec{\omega}_H\wedge\vec{F}_0^1\right)=-\nu_1\vec{F}_0^1, \tag{13}$$

$$\omega\vec{F}_1^1-\frac{\vec{\Gamma}\sin(\vec{N}.\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}+\left(\vec{\omega}_H\wedge\vec{G}_1^1\right)=\nu_1\vec{G}_1^1, \tag{14}$$

$$\omega\vec{G}_1^1+\frac{\vec{\Gamma}\cos(\vec{N}.\vec{r})}{v}\frac{\partial F_0^0}{\partial v}-\left(\vec{\omega}_H\wedge\vec{F}_1^1\right)=-\nu_1\vec{F}_1^1. \tag{15}$$

On retrouve à partir de ces équations les formules que nous avons établies antérieurement pour la propagation des ondes ([4]), en particulier : l'expression de la fonction isotrope F_0^0 et du tenseur de conductivité σ en présence d'un champ magnétique [toujours avec $\vec{K}(\vec{r})=0$].

([1]) R. Jancel et T. Kahan, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1333 et 2583.

([2]) S. C. Brown, *Handbuch der Physik* (Springer), 22, Gas discharges II, 1956.

([3]) *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 390.

([4]) R. Jancel et T. Kahan, *Nuovo Cimento*, 12, 1954, p. 573.

CHALEUR. — *Propriété des dérivées à l'origine des courbes balistiques de la chaleur (et de la diffusion)*. Note (*) de M. **Frédéric Camia**, transmise par M. Jean Cabannes.

En un point d'un solide, homogène on non, se produit à l'instant $t=0$ une émission instantanée de chaleur dQ (pendant la durée dt). La température $\theta=f(t)$ qui en résulte pour un autre point est nulle à l'origine. Nous montrons qu'il en est également ainsi de θ', θ''..., et précisons le nombre très grand de dérivées nulles à l'origine.

Soient les tubes de flux, en nombre infini, dus à l'écoulement de dQ autour du point-source, et considérons celui qui contient le point dont on mesure la température θ. Divisons ce tube en éléments successifs infiniment petits de même capacité calorifique c, infiniment petite. Soit θ_p la température de l'élément E_p, r_p la résistance thermique entre E_p et E_{p+1}, et z_p la différence de température $\theta_{p+1}-\theta_p$. D'après nos méthodes de calcul par les analogies hydrodynamiques [1],on a, pour les z l'équation fondamentale :

$$\frac{dz_p}{dt}=-\frac{2}{r_p.c}z_p+\frac{1}{r_{p-1}.c}z_{p-1}+\frac{1}{r_{p-1}.c}z_{p+1} \tag{1}$$

et, en posant pour simplifier $g_p=1/r_p.c$,

$$z'_p=-2g_p.z_p+g_{p-1}.z_{p-1}+g_{p+1}.z_{p+1}. \tag{2}$$

Dans l'hypothèse d'un choc thermique, le premier élément est comme isolé en amont, ce qui supprime z_0 ; on a le système d'équations :

$$\left\{\begin{array}{l} z'_1=-2g_1z_1+g_2z_2 \\ z'_2=+g_1z_1-2g_2z_2+g_3z_3 \\ z'_3=+g_2z_2-2g_3z_3+g_4z_4\ \ldots . \end{array}\right. \tag{3}$$

D'autre part, z fonction du temps peut s'écrire

$$z_p=a_{p,0}+a_{p,1}.t+a_{p,2}.t^2+a_{p,3}.t^3+\ldots . \tag{4}$$

L'équation en z'_p du système (3) devient :

$$\begin{aligned} a_{p,1}+2a_{p,2}t+3a_{p,3}t^2+\ldots=&(g_{p-1}a_{p-1,0}-2g_pa_{p,0}+g_{p+1}a_{p+1,0}) \\ &+(g_{p-1}a_{p-1,1}-2g_pa_{p,1}+g_{p+1}a_{p+1,1}).t+\ldots . \end{aligned} \tag{5}$$

Il en résulte la relation suivante entre les coefficients a :

$$qa_{p,q}=g_{p-1}a_{p-1,q-1}-2g_pa_{p,q-1}+g_{p+1}a_{p+1,q-1}. \tag{6}$$

Or, du fait de l'impulsion dQ, le premier élément est élevé à la température N au temps $t=0$, les autres éléments étant à 0°. Il en résulte, puisque $z_p(t=0)=0$, sauf $z_1(t=0)=-N$

$$a_{1,0}=-N,\quad a_{2,0}=0,\quad a_{3,0}=0,\quad \ldots,\quad a_{p,0}=0,\quad \ldots, \tag{7}$$

La formule (6) permet de passer aux $a_{p,1}$ puis aux $a_{p,2}$, etc. Pour simplifier l'écriture nous notons x un coefficient qui est généralement non nul, et o un coefficient toujours nul. Nous trouvons

$$(7') \quad \left\{ \begin{array}{llllll} a_{1,1}=\mathrm{x}, & a_{2,1}=\mathrm{x}, & a_{3,1}=0, & a_{4,1}=0, & a_{5,1}=0, & \ldots, \\ a_{1,2}=\mathrm{x}, & a_{2,2}=\mathrm{x}, & a_{3,2}=\mathrm{x}, & a_{4,2}=0, & a_{5,2}=0, & \ldots, \\ a_{1,3}=\mathrm{x}, & a_{2,3}=\mathrm{x}, & a_{3,3}=\mathrm{x}, & a_{4,3}=\mathrm{x}, & a_{5,3}=0, & \ldots, \end{array} \right.$$

en sorte que les coefficients de t^{p-2} et ceux d'ordre inférieur sont tous nuls pour les z d'ordre p ou supérieur à p. Or, la température du $p^{\text{ième}}$ élément s'obtient en ajoutant tous les z changés de signe depuis le dernier, z_n, pris par rapport au zéro (milieu ambiant), jusqu'à z_p inclus, soit

$$(8) \qquad \theta_p = -(z_p + z_{p+1} + z_{p+2} + \ldots).$$

En appelant b des nombres quelconques, généralement non nuls, on a

$$(9) \qquad \theta_p = 0 + 0 + \ldots + 0 + b_{p-1}t^{p-1} + b_p t^p + b_{p+1}t^{p+1} + \ldots.$$

Les dérivées de θ sont nulles jusqu'à la $(p-2)^{\text{ième}}$ pour $t=0$. Puisque les éléments du tube de flux sont infiniment petits, pour un point non infiniment voisin de la source, p devient infiniment grand. *Donc, pour un tel point, toutes les dérivées successives d'ordre fini de* θ *par rapport au temps sont nulles pour* $t=0$.

Si la formule de la température est mise sous la forme canonique, avec q entier :

$$(10) \qquad \theta = \sum_{q=1}^{\infty} \alpha_q e^{-\omega_q t},$$

on a, pour n'importe quelle valeur de *r finie*, entière ou nulle :

$$(11) \qquad \sum_{q=1}^{\infty} \alpha_q \omega_q^r = 0.$$

Nous avons supposé jusqu'ici un solide fini plongé dans un milieu isotherme (milieu ambiant zéro). Comme les courbes balistiques *débutent identiquement*, quelles que soient les conditions aux limites, le théorème est vérifié pour un solide absolument quelconque, fini ou infini, pourvu qu'on ne considère que la courbe de choc en elle-même.

On peut facilement préciser quelle est la valeur de p selon le procédé de division élémentaire employé pour les tubes de flux. Ainsi, pour un flux linéaire perpendiculaire aux faces dans un mur homogène, et pour un point situé à la distance l de la source (plan-source), les éléments du tube de flux sont de longueur dx. Le nombre p vaut l/dx et l'on a $[(l/dx)-2]$ dérivées nulles pour $t=0$.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) *Conduction de la chaleur et analogies hydrodynamiques* (*Thèse*, Marseille, 1956, chap. 6, nº 1).

CHALEUR. — *La chaleur spécifique des supraconducteurs* Al, Sn *et* V *au-dessous de* 1 °K. Note (*) de M. **Bruce Bailey Goodman**, transmise par M. Louis Néel.

La chaleur spécifique des supraconducteurs Al, Sn et V a été mesurée jusqu'à environ 0,15 T_c pour chacun d'entre eux. D'une manière approchée elles peuvent s'exprimer par une loi exponentielle en fonction de la température; mais il semble qu'on ne puisse leur appliquer une loi d'états correspondants.

Il y a quelque temps on croyait que la chaleur spécifique électronique d'un supraconducteur C_{es}, en fonction de la température, s'exprimait par la relation

$$\frac{C_{es}}{\gamma T_c} = 3\left(\frac{T}{T_c}\right)^3. \tag{1}$$

Récemment on a trouvé que pour le vanadium [1] et l'étain [2], C_{es} se représente plus fidèlement par une relation de la forme

$$\frac{C_{es}}{\gamma T_c} = a \exp\left(\frac{-bT_c}{T}\right), \tag{2}$$

où b est une constante de l'ordre de l'unité. Il se peut qu'une telle relation s'applique aussi à d'autres supraconducteurs [2]. L'allure même de (2) suggère qu'il existe dans le spectre de niveau d'énergie des électrons, une zone interdite, ε, de l'ordre de kT_c.

Cependant, ces mesures avaient été effectuées à des températures supérieures à environ $T_c/4$, c'est-à-dire dans une région où l'écart entre (1) et (2) n'est pas très sensible. Il est évident qu'à plus basses températures, par contre, les deux types de loi se différencient plus nettement. Il faut noter que si C_{es} obéit à une loi du type (2), à température suffisamment basse, la chaleur spécifique totale, C_s, se représentera uniquement par la chaleur spécifique en T^3 du réseau.

Les chaleurs spécifiques de Al, Sn et V ont été mesurées au-dessous de 1 °K, à l'aide d'un calorimètre à désaimantation adiabatique [3].

On a porté (*fig.* 1) pour l'aluminium et (*fig.* 2) pour l'étain, C_s/T^3 en fonction de T. On voit que pour l'étain l'écart entre la courbe expérimentale et une loi en T^3, déjà trouvée par Corak et Satterthwaite [2], s'accentue encore au-dessous de 1 °K. Au-dessous de 0,4 °K la chaleur spécifique était trop faible pour être mesurée, à cause des fuites thermiques inévitables; mais d'après les résultats, il semble qu'au-dessous de 0,3 °K la chaleur spécifique soit uniquement due au réseau. Pour le vanadium, des résultats préliminaires montrent qu'au-dessous de 0,6 °K et jusqu'à 0,4 °K (où C_s devenait trop faible pour être mesurée) la chaleur spécifique est uniquement donnée par la contribution en T^3 de la chaleur spécifique du réseau.

Les résultats des mesures de C_{es} sont portés (*fig.* 3) (ceux pour le vanadium sont provisoires). Ils s'accordent beaucoup mieux, pour les trois corps avec une loi du type (2) qu'avec la loi (1). Le fait qu'on n'a pas la même courbe

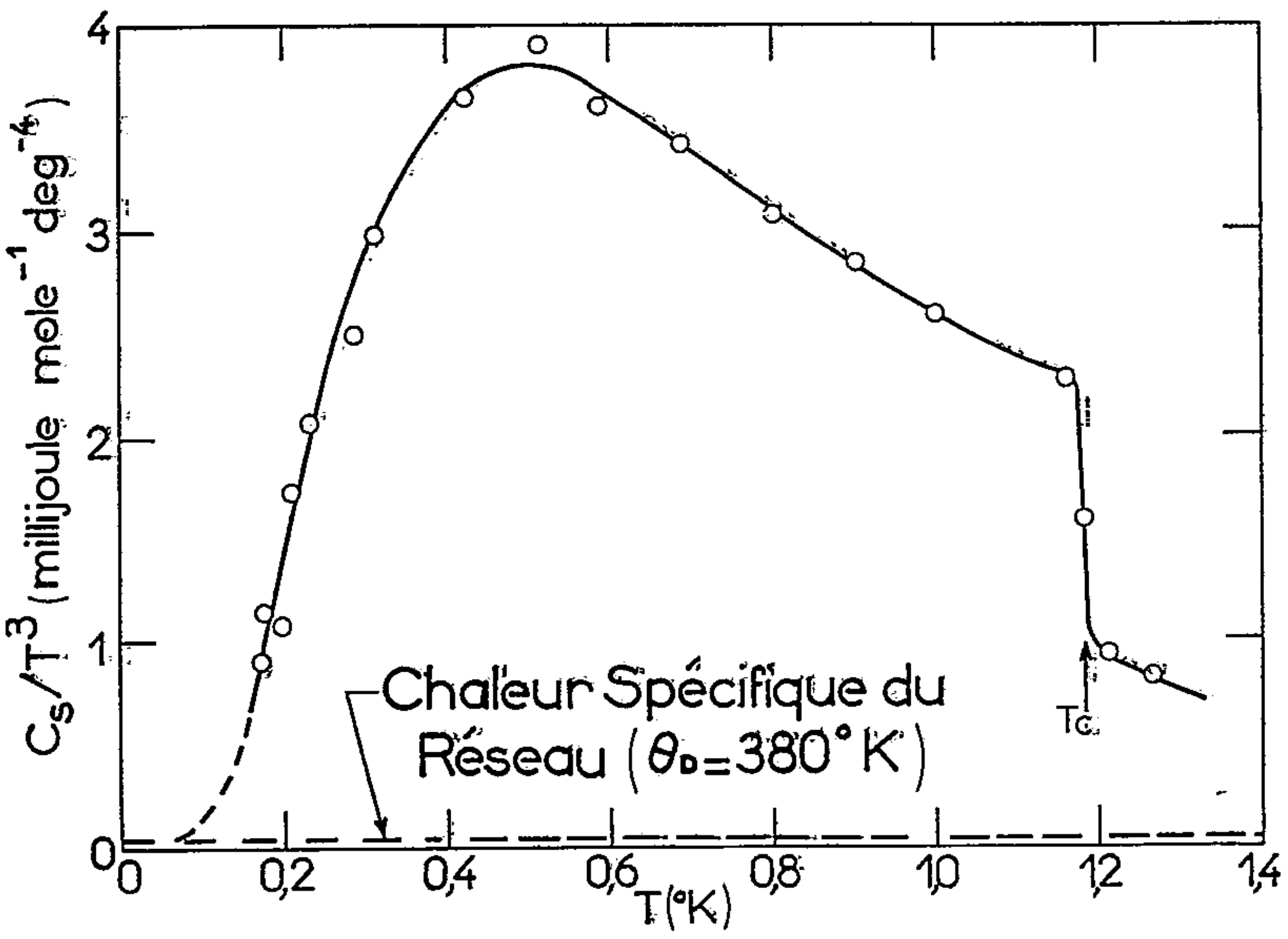


Fig. 1.

pour les trois corps, malgré l'emploi de coordonnées réduites, conduit à rejeter l'existence d'une loi des états correspondants de la forme :

$$\frac{C_{es}}{\gamma T_c} = f\left(\frac{T}{T_c}\right).$$

Enfin on remarque que $\log(C_{es}/\gamma T_c)$ ne varie pas en fonction de (T_c/T) d'une manière parfaitement linéaire, mais présente une légère courbure *positive*

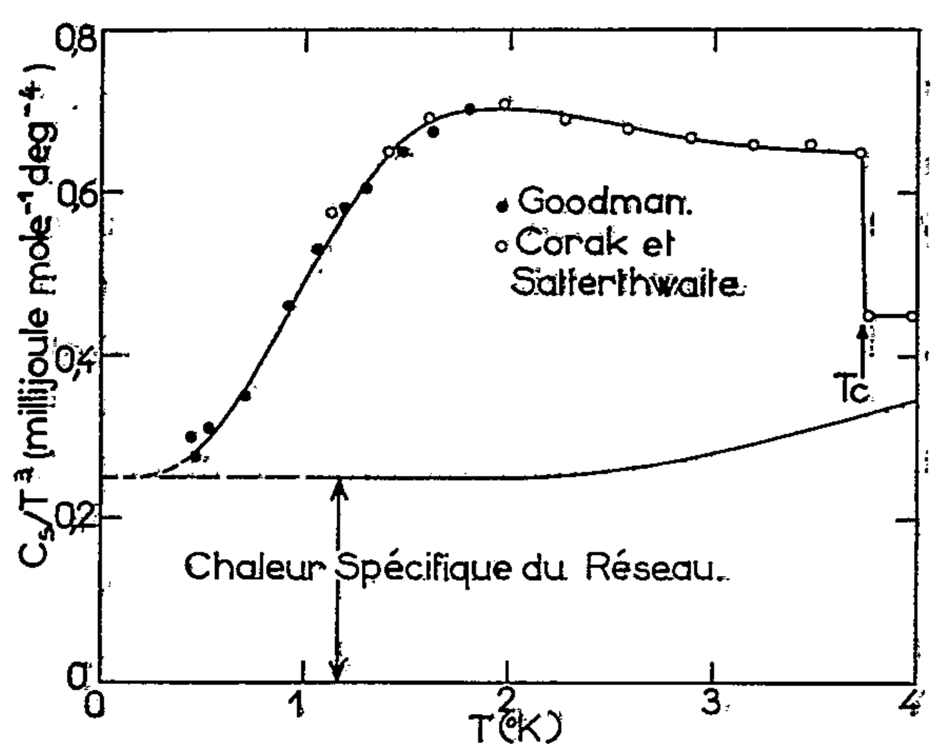


Fig. 2.

(si l'on accepte le cas du vanadium, pour lequel les résultats ne sont pas définitifs).

Lorsqu'on admet qu'il y a une bande interdite de grandeur ε dans les niveaux d'énergie, on trouve, à température suffisamment basse, une chaleur spécifique en $T^n \exp(-\varepsilon/kT)$, où, en général, n est négatif; cela conduit

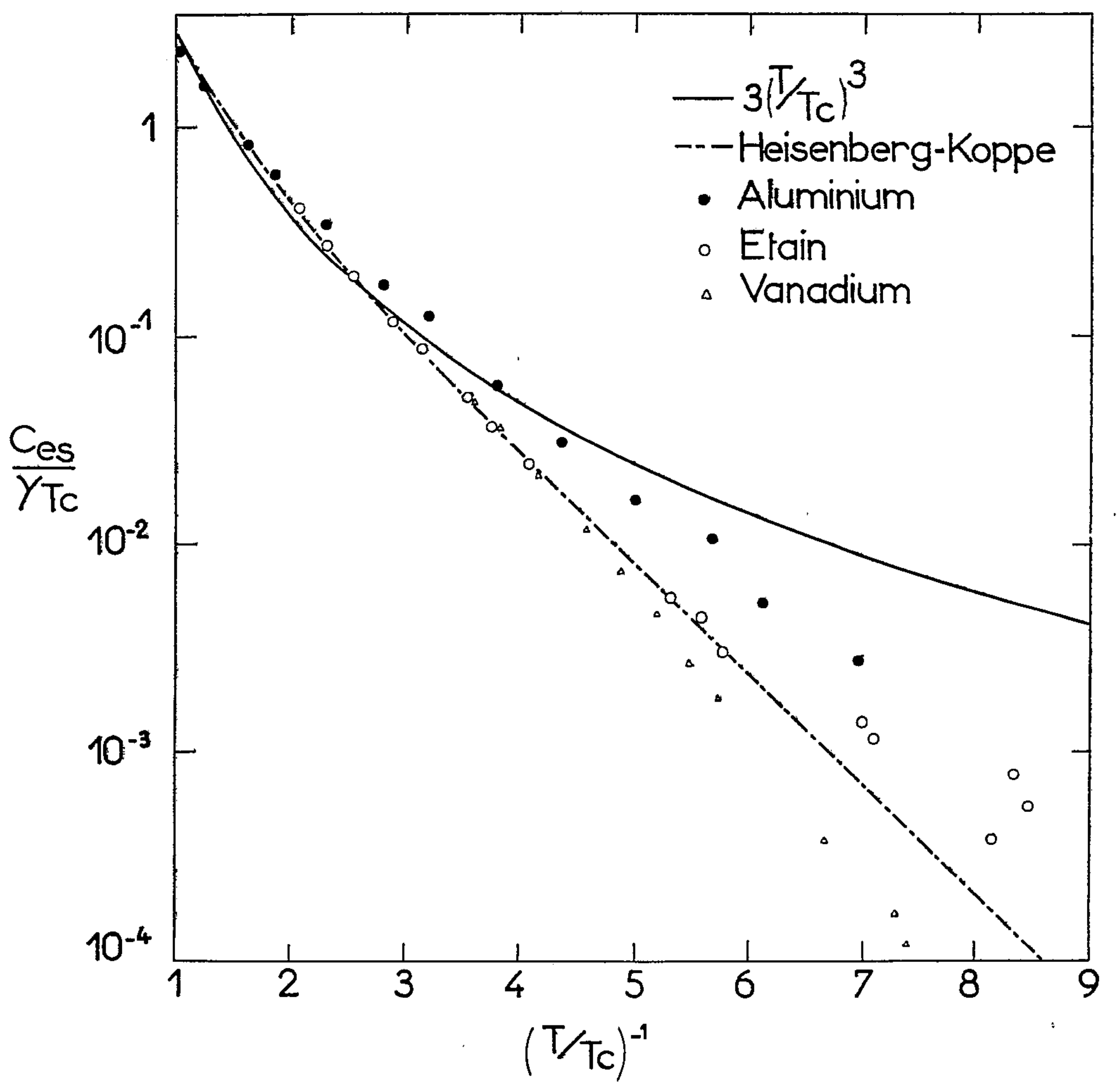


Fig. 3.

nécessairement à une courbure *négative* dans notre diagramme. La courbure observée (*positive*) peut provenir tout simplement de ce que les mesures n'ont pas été prolongées à température assez basse. Alternativement, elle pourrait être due, comme dans le cas du modèle de Heisenberg et Koppe ([4]), au fait que $\varepsilon(=akT$ dans la notation de ces auteurs) dépend de la température et décroît vers zéro pour $T = T_c$. Cependant, en l'absence d'un modèle détaillé de l'état supraconducteur qui donne une loi exacte pour la chaleur spécifique,

avec laquelle on puisse confronter les résultats expérimentaux, il semble difficile d'obtenir d'autres conclusions sur ε que son ordre de grandeur, que l'on trouve bien comparable à kT_c.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) W. S. CORAK, B. B. GOODMAN, C. B. SATTERTHWAITE, et A. WEXLER, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 656.

(2) W. S. CORAK et C. B. SATTERTHWAITE, *Phys. Rev.*, 102, 1956, p. 662.

(3) B. B. GOODMAN, *Comptes Rendus de la Conférence de Physique des Basses Températures*, Paris, 1955, p. 506.

(4) W. HEISENBERG, *Zeits. Naturforschung* 2a, 1947, p. 185; H. KOPPE, *Ann. Physik* (6), 1, 1947, p. 405.

(*Westinghouse Research Laboratories, Pittsburgh, Pa, U.S.A. et Laboratoire d'Électrostatique et de Physique du Métal, Grenoble.*)

ÉLECTRONIQUE. — *Effets de la charge d'espace dans les tubes à champs croisés.* Note (*) de M. **BERNARD EPSZTEIN**, présentée par M. Camille Gutton.

Les résultats exposés dans la présente Note constituent l'application aux tubes à champs électrique et magnétique croisés, en particulier au carcinotron type M et au tube à propagation d'onde à champ magnétique, des calculs développés antérieurement dans une Note où l'on avait calculé les petits mouvements d'un faisceau électronique infiniment mince, plan, soumis à un champ magnétique parallèle à ce plan (1) [*cf.* (2)]. Le même modèle est étudié ici, mais en supposant que le faisceau animé d'une vitesse v est en interaction avec une onde électromagnétique ralentie se propageant approximativement à la même vitesse. Le calcul est effectué sous les mêmes hypothèses et les mêmes notations sont adoptées.

Les équations du mouvement sont obtenues en ajoutant aux forces de charge d'espace [éq. (6) et (7) de (1)] la force due au champ de l'onde électromagnétique :

$$\delta\ddot{X} - \frac{e}{m}B\,\delta\dot{Y} = -\frac{e}{m}\frac{I_0\Gamma}{2\varepsilon_0 vl}\delta X - \frac{e}{m}E_x\,e^{j(\omega t-\Gamma x)}, \tag{1}$$

$$\delta\ddot{Y} + \frac{e}{m}B\,\delta\dot{X} = \frac{e}{m}\frac{I_0\Gamma}{2\varepsilon_0 vl}\delta Y - \frac{e}{m}E_y\,e^{j(\omega t-\Gamma x)}; \tag{2}$$

I_0, courant du faisceau;

l, largeur du faisceau;

E_x et E_y, composantes du champ électromagnétique induit par la ligne à retard.

On écrit d'autre part l'équation d'échange d'énergie :

$$\Gamma - \Gamma_0 = -j\,\frac{\int_V \vec{J}.\vec{E}^*\,dv}{4P}, \tag{3}$$

Γ_0 étant la constante de propagation de l'onde en l'absence de faisceau, P la puissance qui traverse la ligne, $\vec{J}$ la densité de courant total définie par

$$\vec{J} \approx J_x = \frac{I_0}{l}\left(1 - \frac{\partial\,\delta X}{\partial X} + \frac{\delta \overline{X}}{v}\right), \tag{4}$$

E^*, complexe conjugué du champ au niveau du faisceau;
V, volume compris entre deux plans perpendiculaires à l'axe distants de l'unité de longueur.

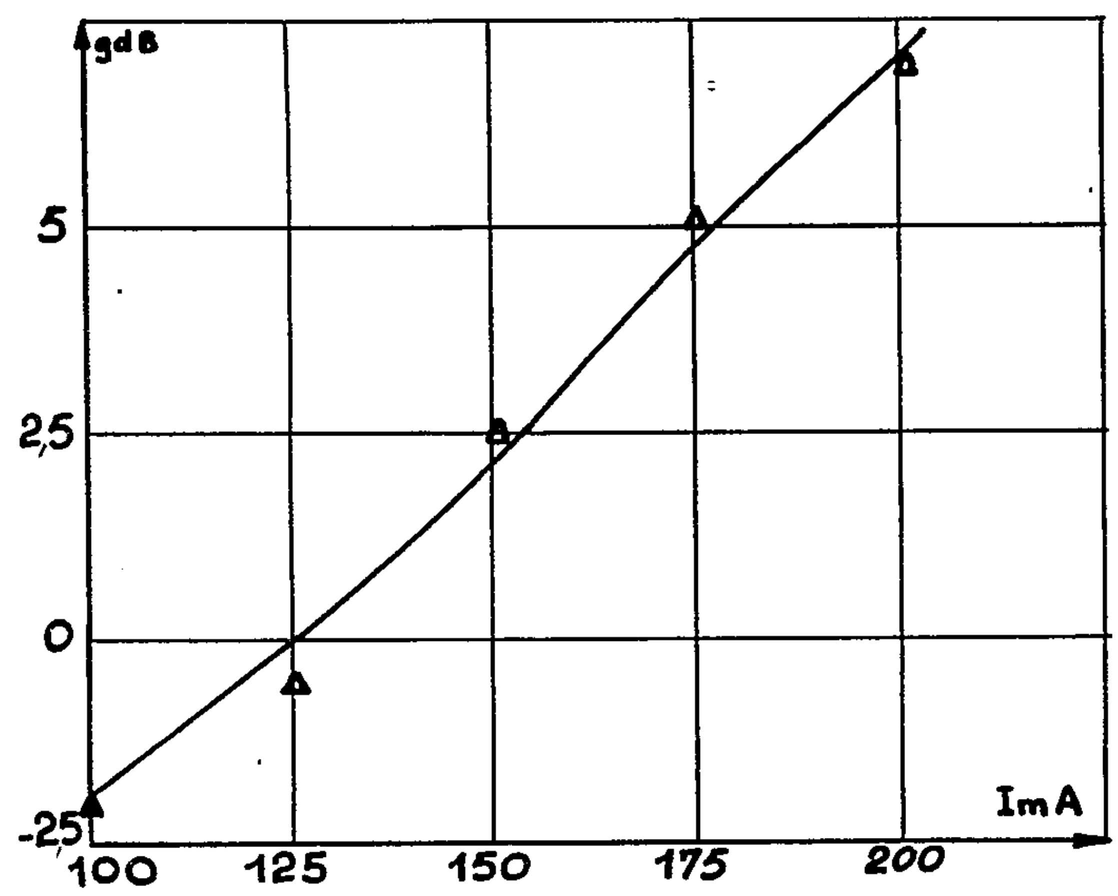


Fig. 1.

En combinant ces équations, on obtient l'équation déterminante

$$\gamma^3 - \delta\Gamma\gamma^2 + (\gamma_c^2 + \gamma_0^2)\gamma - \delta\Gamma\gamma_c^2 = 0, \tag{5}$$

avec

$$\gamma_c = \frac{I_0 \Gamma}{2\varepsilon_0 B v^2 l},$$

$$\gamma_0^2 = \frac{\Gamma_0^2 R I_0}{B v};$$

R, résistance de couplage définie par

$$R = \frac{E_x E_x^*}{2\Gamma_0^2 P},$$

$$\delta\Gamma = \frac{\omega}{v} - \Gamma_0,$$

$$\gamma = \frac{\omega}{v} - \Gamma.$$

1° *Cas du tube à propagation d'onde à champ magnétique.* — Dans ce cas $\gamma_0^2 > 0$. Si l'on suppose qu'il y a synchronisme entre l'onde libre et le faisceau ($\delta\Gamma = 0$) on obtient

$$\gamma_1 = 0, \tag{6}$$

$$\gamma_{2,3} = \pm j\sqrt{\gamma_c^2 + \gamma_0^2}. \tag{6'}$$

Les trois ondes se propagent à la vitesse du faisceau. L'examen des conditions initiales montre que le champ sur la ligne en fonction du champ à l'entrée s'exprime par

$$E(x) = E_0 \frac{\gamma_0^2 \operatorname{ch} \gamma x + \gamma_c^2}{\gamma_0^2 + \gamma_c^2}. \tag{7}$$

La figure 1 représente le gain en fonction du courant pour un T. P. O. M. particulier. La courbe a été obtenue au moyen de la formule (7) et les points mesurés expérimentalement.

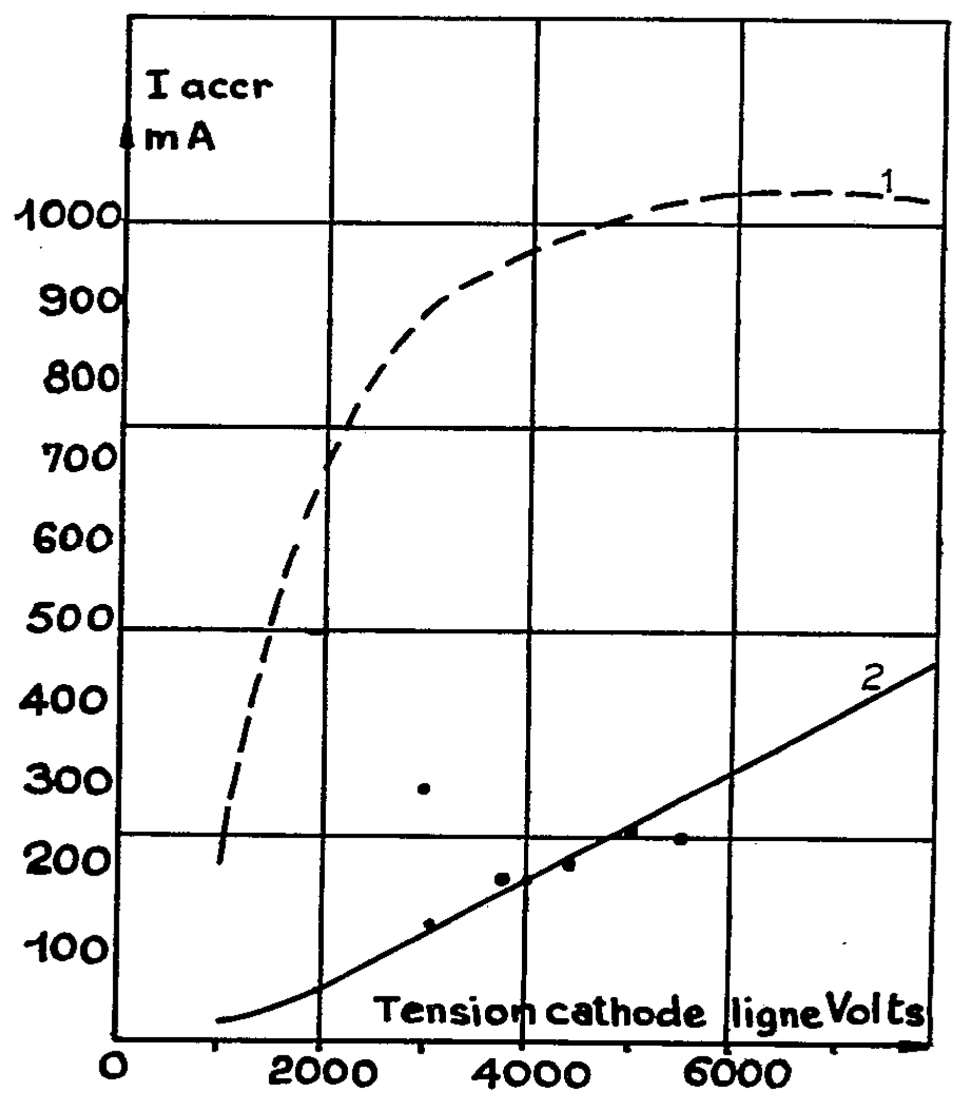


Fig. 2.

2° *Cas du carcinotron* M. — Dans ce cas $\gamma_0^2 < 0$. Les conditions initiales pour l'accrochage sont : courant et vitesse alternative nuls à l'entrée de l'espace d'interaction, champ de la ligne nul à la sortie. En combinant ces conditions

avec l'équation (5) on obtient l'équation de l'accrochage :

$$\cos\left(\sqrt{|\gamma_0^2| - \gamma_c^2}\,L\right) = \frac{\gamma_c^2}{|\gamma_0^2|} \qquad \text{si} \quad |\gamma_0| > \gamma_c, \tag{8}$$

$$\text{ch}\left(\sqrt{\gamma_c^2 - |\gamma_0^2|}\,L\right) = \frac{\gamma_c^2}{|\gamma_0^2|} \qquad \text{si} \quad |\gamma_0| < \gamma_c \tag{8'}$$

et

$$\partial\Gamma = 0, \tag{9}$$

avec L, longueur de la ligne.

L'accrochage se produit donc pour une fréquence telle qu'il y a synchronisme entre l'onde libre et le faisceau. A partir des formules (8) et (8′) on peut constater que le courant d'accrochage est toujours diminué par l'action de la charge d'espace. Sur la figure 2 sont représentés, pour un tube donné, le courant d'accrochage calculé sans tenir compte de la charge d'espace (courbe 1), le courant d'accrochage obtenu d'après les équations (8) et (8′) (courbe 2), ainsi que les points mesurés expérimentalement.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) B. Epsztein, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1425.

(2) J. R. Pierce, *Trans. I. R. E.* vol. E D 3, octobre 1956, p. 183-189.

OPTIQUE. — *Sur la phosphorescence des amino-acides excitée par les bandes d'absorption interdites.* Note (*) de MM. **Maurice Dumartin**, **Robert Lochet**, **Boris Rybak** et **Auguste Rousset**, transmise par M. Jean Cabannes.

Les bandes de phosphorescence β des amino-acides ont été obtenues par l'action des radiations de l'arc au mercure de longueurs d'ondes supérieures à 3 100 Å sur les poudres cristallines, à la température ordinaire. Cette excitation par les bandes d'absorption interdites a permis de mettre en évidence plusieurs états métastables de la molécule; c'est la seule utilisable dans le cas des corps non fluorescents.

Dans une précédente Note (1) nous avons indiqué les premiers résultats d'une étude de la phosphorescence à la température ordinaire des amino-acides à l'état de poudres cristallines. L'emploi d'un phosphoroscope de grande puissance et d'un spectrographe de grande luminosité (2) nous a permis d'obtenir des spectres avec des poses de quelques minutes. Cette étude a pu être étendue à de nombreux amino-acides de provenances commerciales différentes. Nous avons ainsi confirmé que la composition spectrale de la phosphorescence est spécifique du composé étudié. L'ensemble des enregistrements de ces spectres sera publié ultérieurement. L'objet de cette Note est de préciser certains caractères de cette luminescence.

1. *Phosphorescence β à la température ordinaire.* — Quoique obtenue à

la température ordinaire, cette phosphorescence n'est pas l'analogue de la phosphorescence β des matières colorantes comme nous l'avons écrit dans notre dernière Note. C'est une phosphorescence β, transition directe d'un état métastable M_1 à l'état normal N, mais ici la différence d'énergie entre le niveau métastable M_1 et l'état excité (ou fluorescent) F est de l'ordre de 50 kcal, donc trop importante pour que les molécules dans l'état métastable soient élevées jusqu'au niveau F sous l'effet de l'agitation thermique comme on l'observe pour les colorants : il n'est donc plus nécessaire de refroidir pour obtenir la seule phosphorescence β [3].

2. *Excitation par les bandes d'absorption interdites* $N \rightarrow M_1$. — Une lame de mica placée sur le faisceau incident limitait l'excitation aux radiations du mercure de longueurs d'ondes supérieures à 3 100 Å, donc situées en dehors des bandes d'absorption de la plupart des amino-acides : l'état métastable responsable de la phosphorescence β observée était donc atteint directement par la transition interdite $N \rightarrow M_1$. En effet, si au moyen d'un filtre coloré on supprime toutes les radiations ultraviolettes du faisceau excitateur, on obtient encore les bandes de phosphorescence vertes de la plupart des amino-acides.

Les bandes d'absorption interdites, et par suite les bandes de phosphorescence excitées par la transition directe $N \rightarrow M_1$, sont d'autant plus intenses que la durée de vie de la molécule dans l'état métastable est plus courte; comme avec les amino-acides cette durée de vie est relativement longue (de l'ordre du dixième de seconde) on doit prévoir une faible intensité de la phosphorescence.

3. *Pluralité des états métastables.* — En excitant la leucine par les radiations visibles et ultraviolettes de l'arc au mercure on obtient simultanément une bande β ($\lambda = 6\,100$ Å) et une bande α (ultraviolette et violette) : nous avons identifié cette dernière en comparant son spectre à celui de la fluorescence de la solution aqueuse. Ainsi dans la leucine on trouve un état métastable M, suffisamment proche de l'état fluorescent F pour qu'on puisse observer la phosphorescence α. Mais contrairement à ce qui se passe dans le cas des colorants *les deux bandes α et β ont pour origine deux états métastables différents* M *et* M_1.

Plus généralement on peut modifier profondément la composition spectrale en filtrant convenablement les radiations excitatrices. Dans le cas de la proline, en plaçant un verre de Wood sur l'excitation, on développe considérablement la partie bleue, tandis qu'en absorbant tout l'ultraviolet, on fait dominer l'extrémité jaune de la bande de phosphorescence. *Mais il suffit parfois* (*tyrosine par exemple*) *de supprimer le mica sur l'incident*, c'est-à-dire *d'ajouter des radiations de courtes longueurs d'ondes sans éliminer de radiations visibles, pour avantager le bord bleu et faire décroître l'intensité du bord jaune de la bande de phosphorescence.*

On peut interpréter ces résultats en supposant qu'il existe deux états métastables M_1 et M_2 ; les molécules sont amenées dans l'état supérieur M_1 par les radiations ultraviolettes, les radiations bleues permettent seulement d'atteindre l'état inférieur M_2. *Si les transitions* $M_1 \rightarrow M_2$ *sont interdites*, à chaque mode d'excitation correspondra une bande déterminée et l'intensité relative des deux bandes variera avec le peuplement des deux niveaux métastables.

4. *Intérêt de l'excitation par les bandes d'absorption interdites.* — Ce mode d'excitation exige l'emploi d'un puissant phosphoroscope et d'un spectrographe lumineux, mais une fois la technique mise au point, il présente les avantages suivants :

1° En limitant l'excitation aux radiations visibles, *on supprime les phénomènes de photo-oxydation* dues aux radiations ultraviolettes extrêmes;

2° *Cette méthode est la seule efficace dans le cas des corps non fluorescents*, dont les molécules dans l'état F se désactivent sans émission et ne peuvent atteindre les niveaux métastables phosphorescents. Ainsi avec ce mode d'excitation les amino-acides aromatiques, très fluorescents, ne se distinguent pas des autres du point de vue de l'intensité de la phosphorescence β. Par contre, P. Debye et J. O. Edwards (4) qui utilisaient l'excitation ultraviolette à basse température n'ont observé de phosphorescence β importante qu'avec les trois amino-acides aromatiques (tyrosine, phénylalanine, tryptophane) sur les 18 amino-acides étudiés.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) P. Lochet, B. Rybak et A. Rousset, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1278.

(2) M. Dumartin, R. Lochet, B. Rybak et A. Rousset, *Cahiers de Physique*, nos 71-72, 1956, p. 57.

(3) Les maxima d'absorption sont dans la région 2 500-2 800 Å; la fluorescence a son maximum d'intensité dans le proche ultraviolet tandis que les bandes de phosphorescence ont des longueurs d'ondes supérieures à 5 000 Å.

(4) *Science*, **116**, 1952, p. 143.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Les états excités du* ^{13}C. Note (*) de MM. **Radha Raman Roy, Alphonse Lagasse**, Mme **Marie-Louise Goes**, MM. **Rahim Achari** et **André de Henau**, transmise par M. Émile Henriot.

Les états excités du ^{13}C ont été déterminés par l'étude de la réaction ^{10}B(α, p) ^{13}C. En plus des niveaux connus, nous avons observé cinq nouveaux niveaux du ^{13}C.

Plusieurs travaux ont été publiés sur les états excités du ^{13}C déterminés par l'étude de diverses réactions. La réaction (1) ^{10}B (α, p) ^{13}C indique l'existence de niveaux d'énergie du ^{13}C à 3,68, 3,89, 4,6, 5,7 et 5,87 MeV. Remarquons

toutefois que des désaccords notables existent entre les résultats obtenus par les divers auteurs.

Citons de plus les résultats analysés par Ajzenberg et Lauritsen (²), dans un article donnant les références complètes des travaux antérieurs.

Les niveaux cités ci-dessus ont été confirmés par la réaction (³) $^{12}C(d, p)^{13}C$, excepté le niveau situé à 5,7 MeV. De plus la réaction $^{12}C(d, p)^{13}C$ indique des niveaux à 3,08, 5,15 et 5,60 MeV. Comme nous limitons notre étude aux niveaux excités du ^{13}C inférieurs à 6 MeV, nous ne citons pas les niveaux identifiés correspondant à des énergies supérieures. L'existence des niveaux 3,08 et 3,89 MeV est confirmée par la réaction (⁴) $^{13}C(p, p')^{13}C$, et celle des niveaux 3,08 et 3,68 MeV par la réaction (⁵) $^{15}N(d, \alpha)^{13}C$. Un niveau de 4,948 MeV a été trouvé par la réaction $^{12}C(n, \gamma)^{13}C$. Le but du travail décrit ici est l'étude de la réaction $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$, et la recherche des niveaux établis par les réactions $^{12}C(d, p)^{13}C$, $^{13}C(p, p')^{13}C$, $^{15}N(d, \alpha)^{13}C$ et $^{12}C(n, \gamma)^{13}C$.

Pour réaliser cette étude nous avons construit une chambre à diffusion rectangulaire de 100×25 cm² de surface et de 22 cm de haut. Cette longueur de la chambre nous a permis d'observer les traces, très longues, des particules émises dans les transitions au niveau fondamental. La température de la paroi froide, obtenue par un système frigorifique, était de $-73°$ C $\pm 1°$ C. Un mélange de 70 % d'alcool méthylique et de 30 % d'eau a été employé. Avec un gradient de température de 4,3° C/cm, nous avons obtenu des traces de très bonne qualité.

Des photographies de traces de protons furent prises toutes les 7,5 s à l'aide de quatre appareils photographiques verticaux. Après collimation, des particules α d'une source de 50 mc de polonium bombardaient une cible de ^{10}B de 200 μg/cm², déposée sur une feuille d'or de 0,8 μ d'épaisseur. La cible ^{10}B a été préparée pour nous à Harwell.

Trois énergies différentes des particules α : 4,2, 3,5 et 3,0 MeV furent employées pour bombarder la cible, donnant donc des excitations de 14,76, 14,26 et 13,9 MeV respectivement au noyau composé de ^{14}N.

Un total de 7 761 clichés a fourni 1 184 traces de protons correspondant aux différentes énergies de bombardement.

En calculant les valeurs de Q des différents groupes de protons, nous avons pu estimer les niveaux excités du ^{13}C. Pour cela, la valeur de Q correspondant à la transition vers le niveau fondamental a été prise égale à 4,07 MeV. Dans certains cas, nous avons obtenu les mêmes niveaux d'énergie du ^{13}C, dans les limites des erreurs expérimentales, par bombardement avec des particules α d'énergie différente. Pour ces cas, nous avons pris les valeurs moyennes.

La table suivante résume nos résultats et les compare aux valeurs déduites (⁶) de différentes réactions :

Nous remarquons que les niveaux excités signalés par les réactions $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$, $^{12}C(d, p)^{13}C$, $^{12}C(n, \gamma)^{13}C$, $^{13}C(p, p')^{13}C$ et $^{15}N(d, \alpha)^{13}C$ se

retrouvent également dans notre expérience sur la réaction $^{10}B(\alpha, p)^{13}C$. Nous observons en plus des niveaux à 5,43, 5,30, 4,80, 4,49 et 4,21 MeV, au-dessus du niveau fondamental du ^{13}C.

Niveaux excités du ^{13}C en MeV.

Notre expérience	5,97	5,78	5,62	5,43	5,30	5,05
Niveaux établis par différentes réactions	5,87	5,7	5,6	–	–	5,15
Notre expérience	4,90	4,80	4,66	4,49	4,21	3,88
Niveaux établis par différentes réactions	4,948	–	4,6	–	–	3,89

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) R. J. Creagan, *Phys. Rev.*, 76, 1949, p. 1769; Perkin, *Phys. Rev.*, 79, 1950, p. 175; Slätis, Hjalmar et Carlson, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 641; 82, 1951, p. 753; Frye et Wiedenbeck, *Phys. Rev.*, 82, 1951, p. 960.

(2) *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, p. 361.

(3) Rotblat, *Phys. Rev.*, 83, 1951, p. 1271; Rotblat, *Nature*, 167, 1951, p. 1027; Black, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 205 A.

(4) Cowie, Heydenburg et Phillips, *Phys. Rev.*, 87, 1952, p. 304.

(5) Malm et Buechner, *Phys. Rev.*, 81, 1951, p. 519.

(6) Hornyack, Lauritsen, Morrison et Fowler, *Rev. Mod. Phys.*, 22, 1950, p. 291; Ajzenberg et Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, 24, 1952, p. 361; Ajzenberg et Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, 27, 1955, p. 77.

RADIOACTIVITÉ. — *Sur une méthode de réduction de l'autoabsorption dans les mesures absolues β, au compteur 4π.* Note (*) de M. **Yves Le Gallic** et Mme **Marie Thénard**, transmise par M. Francis Perrin.

Description d'une méthode permettant d'une part, de réduire considérablement l'autoabsorption des émetteurs β, d'autre part de rendre possible une correction suffisamment précise. Application au cas du ^{35}S.

L'utilisation de plus en plus courante de solutions radioactives avec entraîneur, pose au point de vue de la mesure absolue, un problème très important : celui de l'autoabsorption du rayonnement dans la source elle-même. Il est possible, en supposant constante l'épaisseur de la source, de déterminer par le calcul, l'importance de cette autoabsorption; ainsi, pour une solution de ^{35}S contenant 2 mg/cm³ d'entraîneur, elle serait de l'ordre de 7 %, ce qui est déjà très important. Mais ce calcul, purement théorique, est très imprécis pour diverses raisons : mauvaise définition de la surface, donc de l'épaisseur, réflexions successives, etc.; en outre, il ne tient pas compte de l'inhomogénéité de la structure cristalline de la source. Aussi, est-il important de se placer dans des conditions telles,

que : la correction d'autoabsorption soit aussi faible que possible, et que sa détermination soit la plus précise possible. L'obtention d'une répartition parfaitement homogène des cristaux est, à cet égard, essentielle.

Les sources utilisées dans la mesure absolue au compteur 4π sont obtenues par dépôt, sur un film mince d'une microgoutte (2 à 3 mg) de la solution à mesurer. Cette goutte (surface $\simeq$ 1 mm²) est pesée à la microbalance, puis séchée à la lampe infrarouge. L'examen à la binoculaire Reichert (grossissement 200) des sources ainsi préparées, montre une cristallisation presque entièrement périphérique, avec, par points, d'importantes agglomérations de cristaux.

Nous avons tout d'abord tenté de réduire l'inhomogénéité cristalline, en ajoutant à la source aussitôt après pesée, une certaine quantité d'eau; ceci réduit l'importance des concentrations périphériques de façon sensible, mais, non suffisante. Différents auteurs ([1]), ([2]) ayant utilisé des protéines dans la préparation de sources destinées à la spectrométrie, nous nous sommes demandé si l'addition de mouillants appropriés ne permettrait pas d'obtenir des sources ayant une structure cristalline homogène. L'influence d'un certain nombre de mouillants a été systématiquement examinée.

Procédé expérimental. — On dépose environ 50 à 100 mg de mouillant sur le film porte-source, de façon à couvrir une surface de l'ordre du centimètre carré. On aspire, ensuite, le mouillant de façon à n'en laisser sur le film, qu'une quantité très faible qu'on sèche à la lampe infrarouge. On dépose, ensuite, une microgoutte de la solution à mesurer.

Résultats obtenus avec différents mouillants. — Insuline, sous forme « endopancrine » 40 UI/cm³ : source très étalée, répartition très homogène des cristaux à peine discernables à la binoculaire.

— Insuline, 20 UI/cm³ : résultats identiques.

— Insuline, dilution 1/5 : légère cristallisation périphérique.

— « Cétavlon » (bromure de cétyltriméthylammonium) (250 g) + acétone (50 cm³) + éthanol (750 cm³) : étalement moyen, cristallisation assez homogène.

— « Cétavlon », dilution 1/10 : sources très étalées, répartition très homogène des cristaux, à peine visible à la binoculaire.

— « Teepol » commercial : étalement moyen, répartition hétérogène de la cristallisation, grosse épaisseur du dépôt mouillant.

— « Teepol », dilution 1/10 : bon étalement, légère cristallisation périphérique.

— « Tween 20 » (polyoxyéthylène sorbitan monooléate), étalement moyen, cristallisation périphérique assez importante.

— Tween 20 », dilution 1/25 : très bon étalement, répartition homogène.

— Span 20 » (sorbitan monolaurate) : étalement non contrôlable, ne sèche pas.

Ces études ont été faites avec les sels suivants, qui sont ceux qu'on rencontre le plus souvent dans les mesures de radioéléments : PO_4Na_3 (^{32}P), CO_3Na_2 (^{24}Na), Cl_3Fe (^{59}Fe), SO_4Na_2 (^{35}S).

Épaisseur du dépôt dû au mouillant. — La réduction de l'autoabsorption par l'utilisation des mouillants, ne présente d'intérêt que si le dépôt du mouillant n'augmente pas sensiblement l'absorption. Des mesures d'épaisseurs de ce dépôt, ont été faites par pesée à la microbalance et par absorption des β du ^{35}S; les mouillants étant déposés sur film de formvar, d'environ 30 μg/cm³. Nous avons obtenu les épaisseurs maximum suivantes en microgramme par centimètre carré : Insuline 40 UI/cm³ : 20 ; Insuline 20 UI/cm³ : 10; « Teepol » 1/10 : 20; « Cétavlon » 1/10 : 30 ; « Tween » 1/25 : 5.

Conclusion. — Il apparaît que l' « endopancrine » (20 à 40 UI/cm³), le « Tween 20 », dilution 1/25 et le « Cétavlon », dilution 1/10, sont d'excellents agents mouillants, qui permettent pour un dépôt d'épaisseur négligeable :

— de multiplier pour un même poids, la surface de la source par un facteur de 50 ou 100;

— de rendre la cristallisation parfaitement homogène.

Application à la mesure d'un émetteur β mou : ^{35}S ($E_β = 0{,}169$ MeV). — Les mesures ont été faites sur :

1° une solution de ^{35}S sans entraîneur (SO_4H_2);

2° la même solution additionnée d'entraîneur (2 mg/g SO_4Na_2).

Cette quantité correspond, environ, au double de la teneur courante en entraîneur des solutions de ^{35}S.

Pour chaque type de solution, plusieurs sources ont été préparées; nous avons obtenu les résultats suivants en coups/mn/mg (*voir* tableau).

^{35}S sans entraîneur.		^{35}S + 2 mg/g SO_4Na_2.		^{35}S + 2 mg/g SO_4Na_2 + mouillant	
Source 1......	6 820 c/m	Source 1......	5 810 c/m	Source 1......	7 040 c/m
» 2......	7 100	» 2......	5 930	» 2......	6 940
» 3......	7 090	» 3......	5 860	» 3......	7 150
» 4......	6 970				
Moyenne....	6 995	Moyenne....	5 867	Moyenne....	7 040

Abréviations : μg, microgramme; c/m, coups/minute; UI, unités internationales.

On voit que pour des sources préparées dans des conditions identiques, 2 mg/g de SO_4Na_2 entraînent une autoabsorption, d'environ 16 % pour le ^{35}S. L'utilisation d'un mouillant provoque un étalement d'environ 1 cm² et donne une répartition très homogène de la cristallisation. La masse superficielle, de l'ordre de 4 μg/cm², donne une autoabsorption négligeable pour des concentrations d'entraîneur égales à 2 mg/g dans le cas du ^{35}S.

Les concentrations admissibles d'entraîneur pourraient donc être de beaucoup supérieures pour des émetteurs β plus énergiques.

Dans le cas, très rare, d'une solution contenant une quantité d'entraîneur plus importante, la répartition très homogène de la cristallisation, permettra d'effectuer une correction théorique, sans risquer de commettre une erreur importante.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1) SCHAEFER et HARKER, *J. appl. phys.*, 13, 1942.

(2) L. M. LANGER, *Rev. Scient. Instr.*, 20, 1949.

PHYSICOCHIMIE. — *Étude magnétooptique de la liaison oxygène-bore dans les composés d'addition du trifluorure de bore et des éthers, esters et acides organiques.* Note (*) de M. **JEAN-PIERRE LAURENT** et **FERNAND GALLAIS**, présentée par M. Paul Pascal.

La mesure des rotations magnétiques moléculaires des composés d'addition du trifluorure de bore avec un certain nombre de molécules organiques oxygénées montre que, du point de vue de l'effet Faraday, la liaison « semi-polaire » O → B se caractérise comme la liaison N → B par un module négatif très élevé.

L'étude magnétooptique des composés d'addition des trihalogénures de bore avec diverses amines (1) nous a montré que la rotation magnétique moléculaire de ces composés ne peut être calculée par additivité. L'édification de la liaison « semi-polaire » N → B se traduit en effet par le fait que la valeur observée est toujours inférieure à la somme des modules des constituants.

Nous avons poursuivi cette étude en recherchant si la formation de composés d'addition entre trifluorure de bore et diverses molécules organiques oxygénées (éthers, esters, acides) s'accompagne d'un effet analogue.

Dans ce but nous avons examiné le comportement magnétooptique des sept combinaisons suivantes :

$F_3B.O(CH_3)_2$ (I)	$F_3B.HCO_2C_2H_5$ (IV)
$F_3B.O(C_2H_5)_2$ (II)	$F_3B.CH_3CO_2C_2H_5$ (V)
$F_3B.O.n.(C_3H_7)_2$ (III)	$F_3B.CH_3CO_2.n.C_4H_9$ (VI)
	$F_3B.CH_3CO_2H$ (VII)

Tous ces composés à l'exception du numéro (III) avaient déjà été isolés et leurs propriétés physiques déterminées par divers auteurs (2). Les composés (I) et (II) sont d'ailleurs des produits commerciaux.

Nous avons préparé les dérivés (III), (IV), (V), (VI) et (VII) en saturant de trifluorure de bore les produits organiques correspondants, soit respectivement

$O.n-(C_3H_7)_2$, $HCO_2C_2H_5$, $CH_3CO_2C_2H_5$, $CH_3CO_2.n-C_4H_9$ et CH_3CO_2H.

Nous avons pu de la même façon obtenir le composé (II) qui s'est révélé identique au produit commercial brut. Dans ces diverses préparations il convient d'opérer en atmosphère parfaitement sèche et de prévoir un système de refroidissement suffisant. Il est également nécessaire de régler le débit de trifluorure de bore de façon à obtenir une absorption lente. Ces précautions se justifient par le fait que toute élévation de température provoque un brunissement du composé préparé et un abaissement du rendement de l'opération.

Pour purifier les composés ainsi obtenus ou les produits commerciaux bruts (I) et (II), nous avons utilisé des distillations fractionnées (I), (II) et (III), des solidifications fractionnées (V) et (VI) ou même les deux procédés (IV) et (VII).

La pureté des produits a été controlée par la mesure de leurs constantes physiques (tableau I) et par analyse chimique (tableau II).

TABLEAU I.

	d_4^t.	F (°C).		É (°C).
(I)	1,2411 (20°)	−14;	−15	126/752 mm
(II)	1,1272 (20°)	−58;	−59	125/750 »
(III)	1,0560 (20°)	–		55/ 14 »
(IV)	1,3220 (20°)	3;	4	101/745 »
(V)	1,2304 (37°)	31;	32	120/741 »
(VI)	1,1550 (20°)	17,5;	18,5	Décomposé
(VII)	1,4726 (38°) 1,4960 (20°) (*)	37;	38	63/ 12 mm

(*) Liquide en surfusion.

La teneur en trifluorure de bore a été déterminée par la méthode de S. L. Walters et R. R. Miller ([3]), c'est-à-dire en chauffant à reflux le composé d'addition avec du fluorure de sodium anhydre. Le trifluorure de bore se combine au fluorure de sodium en donnant du fluoborate de sodium et l'on chasse par distillation la partie organique. Le gain de poids du ballon qui primitivement renfermait le fluorure de sodium et en fin d'opération contient le fluoborate de sodium donne directement la quantité de trifluorure de bore présente dans l'échantillon :

TABLEAU II.

		(I).	(II).	(III).	(IV).	(V).	(VI).	(VII).
F_3B %	Calculé	59,5	47,8	39,9	47,8	43,5	36,8	53,0
	Trouvé	60,0	47,5	39,7	47,6	43,1	36,5	52,8
		59,7	47,8	40,9	47,5	43,3	36,4	52,5
		59,4	47,6	39,8	47,5	43,6	36,7	52,5

La mesure des rotations magnétooptiques a été effectuée avec le dispositif habituel du laboratoire pour la radiation jaune $\lambda = 0,5780\,\mu$ et en général à 20° C.

Pour l'évaluation de la valeur calculée (b) de la rotation moléculaire le module du trifluorure de bore a été pris égal à $121 . 10^{-2}$ mn conformément à notre détermination précédente (1).

L'examen du tableau III montre que la formation d'un composé d'addition entre le trifluorure de bore et une molécule organique oxygénée se traduit du point de vue de l'effet Faraday par un effet négatif important. Ce résultat est tout à fait analogue à celui que nous avions observé dans le cas des composés avec les amines.

TABLEAU III.

	Poids moléculaire.	t (°C).	$[\rho].10^5$ (mn).	$[\rho]_M.10^2$ (mn). Observé (a).	Calculé (b).	(a-b).
$O(CH_3)_2$	46,07	—63	–	66,0 (4)	–	–
$F_3B.O(CH_3)_2$	113,89	20	614,4	70,2	187	—117
$O(C_2H_5)_2$	74,10	–	–	118,1 (4)	–	–
$F_3B.O(C_2H_5)_2$	141,92	20	820,0	116,4	239	—123
$O.n.(C_3H_7)_2$	102,17	–	–	166,4 (4)	–	–
$F_3B.O.n.(C_3H_7)_2$	169,99	20	980,7	166,7	287	—121
$HCO_2C_2H_5$	74,08	–	–	87,5 (4)	–	–
$F_3B.HCO_2C_2H_5$	141,90	20	663,0	94,2	209	—115
$CH_3CO_2C_2H_5$	88,10	–	–	110,0 (4)	–	–
$F_3B.CH_3CO_2C_2H_5$	155,92	37	749,3	116,8	231	—114
$CH_3CO_2C_4H_9$	116,16	–	–	159,2 (4)	–	–
$F_3B.CH_3CO_2C_4H_9$	183,98	20	897,0	165,0	280	—115
CH_3CO_2H	60,05	–	–	60,2 (*)	–	–
$F_3B.CH_3CO_2H$	127,87	38	553,0	70,7	181	—111

(*) R. de Malleman (4) donne comme module moléculaire de l'acide acétique la valeur $62,1.10^{-2}$ mn. La valeur que nous avons adoptée ($60,2.10^{-2}$ mn) à la suite d'une série de mesures effectuées sur des échantillons purifiés avec le plus grand soin nous paraît préférable.

La différence ($a - b$) entre le module observé et le module calculé est ici un peu moins grande; elle reste néanmoins tout à fait remarquable et permet de penser que l'état de la liaison « semi-polaire » O → B est très proche de celui de la liaison N → B.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) F. Gallais et J. P. Laurent, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1636.

(2) H. S. Booth et D. R. Martin, *Boron trifluoride and its derivatives*, John Willey and Sons, Inc., New-York, 1949, p. 68, 69 et 72.

(3) *Ind. Eng. Chem. Anal. Ed.*, 18, 1946, p. 658.

(4) *Constantes sélectionnées*, *Pouvoir rotatoire magnétique* (*effet Faraday*), Hermann et Cie, Paris, 1951.

CHIMIE PHYSIQUE. — *La sélectivité des catalyseurs dans la chloration des hydrocarbures aromatiques.* Note (*) de MM. **Jean Lepage** et **Joseph-Charles Jungers**, présentée par M. Paul Pascal.

En catalysant par des substances différentes les réactions concurrentes et jumelles auxquelles peut donner lieu un même système chimique, on peut vérifier si elles se produisent dans tous les cas par le même complexe réactionnel; dans cette hypothèse le rapport des constantes de vitesse devrait être identique pour tous les catalyseurs. Les résultats obtenus dans la chloration des aromatiques infirment cette hypothèse.

Dans l'interprétation que donnent des réactions les traités modernes de chimie organique, on invoque assez volontiers l'intervention d'intermédiaires ioniques de diverses natures. Cette représentation des transformations chimiques s'est révélée très utile pour justifier et coordonner de manière qualitative un grand nombre de faits expérimentaux. Il est cependant indiqué de la soumettre à un contrôle rigoureux pour s'assurer de sa valeur quantitative.

On peut prévoir qu'une ionisation incomplète des réactifs, éventuellement indécelable par la conductimétrie, conduira en général à des expressions cinétiques faisant intervenir des ordres fractionnaires, tandis qu'une dissociation complète, qui se traduirait cinétiquement par des ordres entiers, devrait donner lieu à une conductivité aisément accessible à la mesure. Or les ordres fractionnaires sont en fait l'exception et la cinétique ferait donc conclure, d'après les interprétations proposées, à une dissociation complète que les mesures de conductivité ne confirment pas.

On peut soumettre l'hypothèse de l'intervention des ions à un test plus sévère encore. En effet, divers catalyseurs activent la même réaction et on interprète généralement leur action par un même mécanisme. C'est le cas en particulier de l'action des acides protoniques : s'ils font intervenir les mêmes ions organiques, ils devraient tous montrer la même spécificité dans leur action.

Nous avons entrepris de soumettre cette conclusion à un contrôle particulièrement significatif. Si on laisse deux réactions de même nature se dérouler dans le même milieu, elles devraient, si les catalyseurs agissent par le même mécanisme, évoluer toujours dans un rapport déterminé.

Les résultats des tableaux I et II montrent que deux aromatiques engagés concurremment dans la chloration présentent des réactivités qui ne restent pas dans un rapport constant d'un catalyseur à l'autre. Le premier tableau présente le détail d'une série d'expériences; chaque réaction est effectuée en laissant agir le chlore sur le mélange concentré d'hydrocarbures en présence d'une quantité de catalyseur telle qu'elle ne puisse modifier notablement la nature du milieu. Le taux de chloration, est déterminé en mesurant au rotamètre la quantité de chlore admise; l'analyse du mélange est effectuée en

dosant par spectrophotométrie infrarouge les constituants de la fraction hydrocarbonée récupérée par distillation. Les résultats sont interprétés sur la base de l'équation des réactions d'ordre 1 ; mais du fait que la transformation s'accompagne d'une légère variation de volume qui modifie secondairement la concentration des réactifs il faut traduire l'avancement de la réaction par le nombre actuel des molécules (N);

$$\frac{k}{k'} = \frac{\log N_0 - \log N_t}{\log N'_0 - \log N'_t}.$$

Dans cette expression l'accent distingue les constituants, tandis que les indices o et t se rapportent respectivement à l'instant initial et au moment de la prise.

TABLEAU I.

Chloration en concurrence de divers aromatiques.
Catalyseur $CHCl_2COOH$ (0,38 mole/l); T = 20°C.

Métaxylène (mX), *Orthoxylène* (oX).

État initial.		Chloré	État final.		
mX.	oX.	(%).	mX.	oX.	$\frac{k_{mX}}{k_{oX}}$.
0,081	1,240	7,4	0,022	1,195	40
0,165	1,070	16,8	0,018	1,010	37
0,204	1,020	21,4	0,014	0,950	38
0,384	0,840	31,6	0,043	0,802	44
0,394	0,840	35,0	0,022	0,780	39
0,394	0,840	38,2	0,004	0,760	44
0,785	0,850	49,7	0,042	0,782	35

Toluène (T), *Paraxylène* (pX).

État initial.		Chloré	État final.		
pX.	T.	(%).	pX.	T.	$\frac{k_{pX}}{k_T}$.
1,220	0,705	45	0,452	0,630	8,6
0,812	0,940	47,4	0,183	0,780	8,1
0,406	1,410	20,8	0,170	1,290	8,7
0,812	1,880	40	0,146	1,520	8,2
0,203	1,880	14,5	0,087	1,705	8,4

Orthoxylène (oX), *Paraxylène* (pX).

État initial.		Chloré	État final.		
oX.	pX.	(%).	oX.	pX.	$\frac{k_{oX}}{k_{pX}}$.
0,413	0,821	30,5	0,283	0,575	1,06
0,823	0,815	34,5	0,542	0,530	0,99
0,825	0,410	34,3	0,545	0,267	0,98

Méta-xylène (mX), *Paraxylène* (pX).

État initial.		Chloré	État final.		
mX.	pX.	(%).	mX.	pX.	$\frac{k_{mX}}{k_{pX}}$.
0,077	1,146	9,5	0,018	1,100	35
0,194	1,630	11,7	0,040	1,570	42
0,156	1,062	13,7	0,030	1,019	38
0,388	1,440	24	0,034	1,353	39

TABLEAU II.

Sélectivité des catalyseurs dans les réactions en concurrence.

$\frac{k}{k'}$ à 20°C.	HCl.	CCl_3COOH.	$CHCl_2COOH$.	$SnCl_4$.	$FeCl_3$.	I_2.
$\frac{k_T}{k_{pX}}$	8,4	8,7	8,4	7,7	7,5	8,4
$\frac{k_{mX}}{k_{pX}}$	20,8	37,5	38	22	56	62
$\frac{k_{mX}}{k_{oX}}$	20	38	39	23	56	58
$\frac{k_{oX}}{k_{pX}}$	1,05	1	1	1	1	1

Les résultats indiquent que le rapport des réactivités, k/k', se maintient constant dans les divers essais quels que soient la composition du mélange initial et le taux de chloration qu'on lui fait subir. D'un catalyseur à l'autre on note cependant une différence dans le rapport des réactivités qui traduit une différence dans la sélectivité des divers catalyseurs; ces écarts sont particulièrement nets dans les couples qui comportent le méta-xylène. On peut vérifier aussi en comparant successivement les ortho- et para-xylènes à l'isomère méta qu'on obtient les mêmes résultats qu'en les comparant directement entre eux.

Pour rendre les arguments plus significatifs encore, nous avons entrepris l'étude de réactions jumelles, c'est-à-dire de réactions parallèles impliquant les mêmes réactifs. Le taux de chloration est limité de façon à ne donner que les dérivés monochlorés, qui sont dosés par spectrophotométrie infrarouge. Le tableau III donne le détail d'une série d'expériences effectuées avec divers catalyseurs sur le *m*-xylène. L'ensemble des résultats est résumé dans le tableau IV.

TABLEAU III.

Production jumelée des dérivés chlorés du métaxylène (2 Cl — *m*X et 4 Cl — *m*X).

I_2	2 Cl — *m*X (g/l)	26	44,2	55,3
	4 Cl — *m*X (g/l)	74	125	143
	$\frac{k\,2\,Cl - mX}{k\,4\,Cl - mX}$	0,350	0,351	0,371
CCl_3COOH	2 Cl — *m*X (g/l)	14,5	23,8	31
	4 Cl — *m*X (g/l)	61,5	105	140
	$\frac{k\,2\,Cl - mX}{k\,4\,Cl - mX}$	0,236	0,226	0,222
$SnCl_4$	2 Cl — *m*X (g/l)	30	67	103
	4 Cl — *m*X (g/l)	53,5	122	181
	$\frac{k\,2\,Cl - mX}{k\,4\,Cl - mX}$	0,564	0,551	0,570

TABLEAU IV.

Sélectivité des catalyseurs dans les chlorations jumelles.

	$\frac{k}{k'}$ à 20° C.	HCl.	CCl_3COOH.	$CHCl_2COOH$.	$SnCl_4$.	$FeCl_3$.	I_2.
Toluène......	$\frac{k_0}{k_p}$	1,29	1,22	1,21	2,85	1,20	1,25
Métaxylène....	$\frac{k(2Cl-mX)}{k(4Cl-mX)}$	0,25	0,23	0,21	0,56	0,26	0,35
Orthoxylène...	$\frac{k(3Cl-oX)}{k(4Cl-oX)}$	0,60	0,78	0,71	0,95	0,65	0,86

Dans la chloration du toluène et du métaxylène, le chlore fixé respectivement en méta et en position 5 est de 0,3 et 0% environ.

On constate que les catalyseurs présentent dans leur action une sélectivité différente, qui est incompatible avec l'hypothèse qu'un même complexe réactionnel est à l'origine des divers produits obtenus.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(*Laboratoire de chimie physique, Université de Louvain, Belgique.*)

CHIMIE PHYSIQUE. — *Régime non stationnaire de diffusion de deux réactifs en milieu limité.* Note (*) de MM. **Jean-Jacques Moreau** et **Jean Salvinien**, présentée par M. Jacques Duclaux.

Diffusion par tranches parallèles de deux réactifs entre deux réservoirs inépuisables ou fréquemment renouvelés : on détermine par voie théorique la loi de déplacement du front de précipitation au cours du temps.

Depuis J. Stefan [1], un certain nombre d'auteurs ont étudié, tant du point de vue théorique qu'expérimental, divers cas de la diffusion l'un vers l'autre de deux substances initialement distribuées dans deux régions différentes du domaine offert. Si les deux substances sont capables de s'unir par une réaction rapide et totale, elles le font sur un *front de réaction* séparant deux régions occupées chacune par un seul des deux réactifs. Ce front est particulièrement facile à observer lorsque l'un des produits de la réaction précipite et demeure ensuite au lieu de sa formation.

Ce phénomène tire maintenant un renouveau d'intérêt de son utilisation journalière dans les études d'immunochimie.

Presque toujours, le front de réaction se déplace à mesure que le phénomène évolue. Lorsque le domaine est limité et que les réactifs diffusants proviennent de sources inépuisables, il tend à s'établir asymptotiquement un *régime stationnaire* : le front reste alors fixe et est alimenté de part et d'autre par des flux permanents des deux réactifs. De nombreuses formes géométriques de régimes stationnaires ont été étudiées et la théorie s'est trouvée en parfait accord avec les observations [2].

Jusqu'à présent la *loi d'évolution du front* n'avait été étudiée que pour un domaine unidimensionnel, infini ou semi-infini, conduisant à un déplacement proportionnel à la racine carrée du temps : il n'y a pas alors de régime stationnaire asymptotique.

Nous présentons ici l'étude d'un *régime non stationnaire* de précipitation dans un milieu alimenté en réactifs par deux réservoirs inépuisables ou fréquemment renouvelés. Les variables d'espace sont réduites à la seule abscisse x. Entre les tranches $A(x=0)$ et $A'(x=a)$ s'étend un milieu immobilisé (gel) initialement exempt de réactifs et inerte vis-à-vis d'eux. Sur la tranche A la concentration C en réactif R est maintenue à la valeur constante C_0 ;

de même sur la tranche A′, la concentration C′ en réactif R′ est maintenue égale à C'_0.

Les réactifs prennent par diffusion possession du domaine AA′ et la première précipitation apparaît au point où le produit CC′ atteint le seuil *s*, *produit de solubilité* : cette question a été discutée en détail par l'un de nous ([3]). Le front F, ainsi né, se déplace en général.

La diffusion continuant, met en jeu des flux de matière de plus en plus grands et le produit de solubilité *s* peut dès lors être négligé devant les concentrations régnant dans le domaine. Dans cette seconde phase le phénomène est régi par les équations admises jusqu'à présent par tous les auteurs : soient D et D′ les coefficients de diffusion respectifs de R et R′; les concentrations seront mesurées en unités équivalentes vis-à-vis de la réaction de combinaison. Sur le front F les concentrations sont nulles avec égalité des flux des réactifs R et R′ :

$$D\frac{\partial C}{\partial x} = -D'\frac{\partial C'}{\partial x'}.$$

Si l'on adjoint les équations de Fick vérifiées par C et C′ dans les domaines AF et FA′ respectivement, la condition initiale $C = C' = 0$ dans OA pour $t = 0$ ainsi que les données C_0 et C'_0 aux limites en A et A′, le problème est mathématiquement posé.

Notons d'abord le *cas particulier facile où* D *et* D′ *sont égaux*. La fonction

$$K(x, t) = \begin{cases} C(x, t) & \text{sur AF,} \\ -C'(x', t) & \text{sur FA',} \end{cases}$$

est alors solution d'un *problème de mur*, d'où plusieurs modes de calcul au moyen de séries classiques, rapidement convergentes.

Dans le cas général où D est différent de D′, cette intégration de deux équations aux dérivées partielles différentes sur deux domaines séparés par une *frontière mobile inconnue* est extrêmement difficile. Nous devons nous contenter d'une solution approchée (premier terme d'une éventuelle méthode d'approximations successives) très suffisante pour les besoins présents. Les courbes représentant les variations de C et C′ en fonction de *x* sont, au voisinage de F, remplacées par leurs tangentes et l'on peut ainsi se ramener à un problème aux dérivées partielles à frontière fixe. Cela donne pour le mouvement du front de précipitation F la loi suivante :

On prévoit une position asymptote F_p, donc en accord avec la théorie élémentaire divisant le segment OA dans le rapport $C_0 D_0/C'_0 D'_0$. On prend d'autre part comme repère le point F_0 divisant OA dans le rapport $\sqrt{D}/\sqrt{D'}$.

En introduisant le *temps réduit* $\tau = \left[(D + D' + 2\sqrt{DD'})/a^2\right] t$, la position de F est donnée à tout instant par

$$\overline{F_0 F} = \overline{F_0 F_p}\,\varphi(\tau),$$

où $\varphi(\tau)$ désigne une fonction numérique dont on peut une fois pour toutes

dresser des tables. Elle se calcule aisément par l'une ou l'autre des expressions approchées suivantes :

$$\varphi(\tau) \# \sqrt{\pi\tau}\left(1 - \operatorname{erf}\frac{1}{2\sqrt{\tau}}\right)e^{\frac{1}{4\tau}} \qquad \text{si} \quad \tau < 0{,}5,$$

$$\varphi(\tau) \# 1 - \frac{4}{\pi}e^{-\frac{\pi^2\tau}{4}} + 2\,e^{-\pi^2\tau} \qquad \text{si} \quad \tau > 0{,}5.$$

Parmi les conclusions qu'on peut tirer de cette étude, la connaissance de la loi selon laquelle F s'approche de sa position asymptotique F_p nous paraît particulièrement précieuse pour discuter et améliorer les déterminations quantitatives basées sur le pointé de F_p. Expérimentalement en effet, divers phénomènes parasites interdisent de laisser la précipitation se poursuivre trop longtemps : accumulation de précipité dans la zone finale balayée par F, ce qui perturbe la diffusion, ou encore, dans certains montages dessiccation du gel. On pourra désormais écourter l'expérience en évaluant la correction que cela implique.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) *Wiener Sitz.*, 77, 1878, p. 371.

(2) Salvinien, Moreau et Gaufres, *J. Chim. Phys.*, 50, 1953, p. 1

(3) Salvinien et Gaufres, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 798.

MAGNÉTOCHIMIE. — *Calcul de la susceptibilité magnétique des amines, des alcools, des éthers, de l'ammoniac et de l'eau.* Note de MM. **Jean Baudet**, **Jacques Tillieu** et **Jean Guy**, présentée par M. Paul Pascal.

1. La susceptibilité magnétique des amines, alcools et éthers a été calculée pour des liaisons décrites par des combinaisons linéaires d'orbitales atomiques du type utilisé par J. C. Slater [1], soit pour une liaison A—B :

$$\psi_{AB} = \varphi_A + \lambda\varphi_B.$$

Les susceptibilités théoriques des liaisons C—H et C—C sont connues [2] et nous adoptons ici les valeurs correspondant aux coefficients de C. A. Coulson [3]. Il reste à évaluer celles des liaisons C—N, N—H, C—O et O—H, celles des doublets libres de l'azote et de l'oxygène et la faible contribution des électrons 1*s*.

Nous avons choisi des orbitales atomiques formées par hybridation tétraédrique des fonctions 2*s* et 2*p*, car cette hypothèse rend compte correctement des angles valentiels observés pour certains éthers et amines [4]. Ne disposant pas de renseignements sur la polarité des liaisons envisagées, nous avons posé $\lambda = 1$. Enfin, les diverses longueurs de liaison sont celles indiquées par

G. W. Wheland [5]

$$C—N = 1,47 \text{ Å}, \quad N—H = 1,01 \text{ Å},$$
$$C—O = 1,43 \text{ Å}, \quad O—H = 0,96 \text{ Å}.$$

Les résultats obtenus sont réunis dans le tableau I.

TABLEAU I.

Valeur molaire $\times 10^6$ *par paire d'électrons.*

	$-\chi^{L}_{yy}$.	χ^{+}_{yy}.	$-\chi_{yy}$.	$-\chi_{zz}$.	$-\chi$.
Doublet 1s : N(K)........	0,11	0	0,11	0,11	0,11
» libre : N(L)........	2,62	0,07	2,55	2,19	2,43
Liaison σ : C—N........	4,41	0'90	3,51	2,42	3,15
» σ : N—H........	3,76	0,03	3,73	3,41	3,63
Doublet 1s : O(K)........	0,08	0	0,08	0,08	0,08
» libre : O(L)........	1,92	0,05	1,87	1,61	1,78
Liaison σ : C—O........	3,78	0,74	3,04	2,11	2,73
» σ : O—H........	3,47	0,03	3,44	3,13	3,34

Dans le tableau II, nous comparons pour un certain nombre d'amines, d'alcools et d'éthers les susceptibilités théoriques χ_{th} déduites des valeurs par liaison ou doublet [tableau I et note (2)] aux valeurs χ_{NS} prévues à partir de la nouvelle systématique magnétochimique de Pascal et de ses collaborateurs (6), et aux résultats des mesures χ_M : ε % représente l'écart par rapport aux nombres expérimentaux.

TABLEAU II.

Valeur molaire $\times 10^6$.

Corps.	$-\chi_{th}$.	ε (%).	$-\chi_{NS}$.	ε (%).	$-\chi_M$.
n-butylamine	59,24	+0,6	58,85	−0,1	58,9 (7)
n-amylamine..........	70,58	+1,7	70,25	+1,2	69,4 (7)
n-heptylamine	93,26	+0,2	93,05	−0,06	93,1 (7)
Diéthylamine	59,71	+5	57,75	+1,7	56,8 (7)
		et −2,1		et −5,5	et 61 (8)
Di-*n*-butylamine........	105,07	+1,3	105,15	+1,4	103,7 (7)
Di-*n*-heptylamine,......	173,10	+0,92	171,85	+0,17	171,5 (7)
Triéthylamine..........	82,86	+1,8	81,5	+0,15	81,4 (7)
Tri-*n*-hexylamine.......	218,93	−1,2	218,3	−1,5	221,7 (7)
Tri-*n*-heptylamine	252,95	+0,65	252,5	+0,5	251,3 (7)
Méthanol.............	22,00	+0,5	21,5	−1,85	21,9 (9)
Éthanol...............	33,34	−2,6	32,9	−3,8	34,2 (9)
Propanol..............	44,68	−0,72	44,3	−1,5	45 (6)
Butanol..............	56,02	−0,68	55,7	−1,1	56,4 (6)
Pentanol..............	67,36	+0,83	67,1	+0,5	66,8 (6)
Heptanol..............	90,04	+1,15	89,9	+1	89 (6)
Nonanol..............	101,37	+0,23	101,3	−0,2	101,6 (6)
Oxyde d'éthyle.........	56,2	−3	54,9	−5	57,9 (9)
Oxyde d'isoamyle	124,4	−3,2	123,3	−4,1	128,6 (9)
Méthylal	51,05	+7,4	48,8	+3,2	47,2 (9)
Acétal	85,07	+0,1	83,0	−2,3	85 (9)

2. L'emploi des valeurs du tableau I conduit par contre à des résultats médiocres pour les susceptibilités de l'eau et de l'ammoniac. Ces résultats sont nettement améliorés, d'une part en déterminant l'hybridation exacte correspondant aux angles de valence observés, d'autre part, en utilisant les orbitales atomiques de W. E. Duncanson et C. A. Coulson [10], pour lesquelles les orbitales 1*s* et 2*s* sont orthogonales. En plus des nouvelles susceptibilités obtenues, le tableau III indique les coefficients d'hybridation k remplaçant la valeur $\sqrt{3}$ de l'hybridation tétraédrique.

TABLEAU III.

Valeur molaire $\times 10^6$.

	k.	$-\chi^{L}_{y'y'}$.	$\chi^{+}_{y'y'}$.	$-\chi_{yy'}$.	$-\chi_{zz'}$.	$-\chi$.
N(L)........	1,45	3,41	0,37	3,04	2,29	2,79
N—H........	1,85	5,15	0,50	4,65	3,55	4,29
O(L)........	1,53	2,66	0,32	2,34	1,74	2,14
O—H........	2,00	4,66	0,42	4,24	3,27	3,92

Le tableau IV permet la comparaison des susceptibilités théoriques χ^{S}_{th} et χ^{DC}_{th}, correspondant aux fonctions atomiques de Slater et de Duncanson-Coulson, avec les susceptibilités mesurées χ_{M}.

TABLEAU IV.

Valeur molaire $\times 10^6$.

	$-\chi^{S}_{th}$.	ε %.	$-\chi^{DC}_{th}$.	ε %.	$-\chi_{M}$.
NH_3............	13,43	26,3	15,77	13,5	18,24 [9]
H_2O............	10,32	20,4	12,20	4,3	12,96 [11]

(1) *Phys. Rev.*, 36, 1930, p. 57.

(2) J. GUY et J. TILLIEU, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 382.

(3) *Trans. Faraday Soc.*, 33, 1957, p. 388; *Proc. Phys. Soc.*, 54, 1942, p. 51.

(4) *Voir* par exemple L. PAULING, *The nature of the chemical bond*, Cornell University Press, 2e éd., p. 80.

(5) *The theory of resonance*, Wiley éd., 3e éd., p. 97.

(6) P. PASCAL, A. PACAULT et J. HOARAU, *Comptes rendus*, 233, 1951, p. 1078; A. PACAULT, N. LUMBROSO et J. HOARAU, *Cahiers de physique*, 43, 1953, p. 54.

(7) H. FRANÇOIS et J. HOARAU, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1220.

(8) G. SAURET et R. LALANDE, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 2066.

(9) P. PASCAL, *Ann. Chim. Phys.*, 8e série, 25, 1912, p. 344.

(10) *Proc. Roy. Soc. Edinb.*, 62, 1944, p. 37.

(11) *cf.* P. W. SELWOOD, *Magnetochemistry*, Interscience éd., 2e éd., p. 86.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Étude de la recristallisation de monocristaux d'aluminium après déformation plastique.* Note (*) de M. **Jean Montuelle**, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous nous sommes proposé d'étudier les phénomènes de recristallisation se produisant dans des monocristaux d'aluminium ayant subi une déformation plastique par allongement.

Nous avons choisi comme matériau l'aluminium de pureté commerciale, de titre conventionnel 99,7 %; on sait en effet que cet aluminium, à l'inverse de l'aluminium de haute pureté, est susceptible de donner de très longs cristaux uniques par la méthode de l'écrouissage critique avec chauffage par déplacement dans un gradient de température (1). Les éprouvettes de 100 mm de longueur et de 1 mm d'épaisseur sont rendues monocristallines, après l'écrouissage critique de 2 %, par passage à la vitesse de 2 cm/h dans un four à gradient de température réglé à 630°. Un des monocristaux a été allongé de 10 % puis est passé dans le four à 2 cm/h : nous avons ainsi obtenu une tôle présentant deux gros cristaux en position de mâcle l'un par rapport à l'autre (*fig.* 1). La figure 2 représente les projections stéréographiques de ces deux cristaux sur un plan parallèle à celui



Fig. 1. — Macrographie de l'éprouvette. Cristal A à gauche, cristal B à droite.

des faces de l'éprouvette : le cristal A a une orientation (172) $[9\bar{1}\bar{1}]$, tandis que le cristal B a une orientation (112) $[13\bar{2}]$. L'examen des deux cristaux par la méthode de focalisation des taches de Laue à grande distance [méthode de Guinier et Tennevin (2)] a montré une bonne perfection cristallographique : la désorientation d'une famille de plans réticulaires ne dépasse pas 2 minutes d'arc (*fig.* 3 *a*). L'échantillon bicristallin a été de nouveau allongé de 10 % et chauffé à 630° dans les mêmes conditions que précédemment; après ce chauffage, nous sommes encore en présence de deux gros cristaux. Le cristal A a changé d'orientation : il a recristallisé et le nouveau cristal a une perfection cristallographique supérieure à celle du cristal A qui lui a donné naissance; la désorientation réticulaire d'une famille de plans est de l'ordre de 15 secondes d'arc, et l'on est ici à limite de la sensibilité de la méthode, étant donnée l'épaisseur de la lame d'aluminium (*fig.* 3 *b*). L'orientation du cristal B, par contre, ne s'est pas modifiée et les taches de Laue en retour sont nettement ponctuées (*fig.* 4) : pour ce cristal l'écrouissage

de 10 % est inférieur à la valeur de l'écrouissage critique, il n'y a pas eu recristallisation mais polygonisation. Cette expérience prouve l'influence importante de l'orientation du réseau cristallin par rapport à l'axe de la

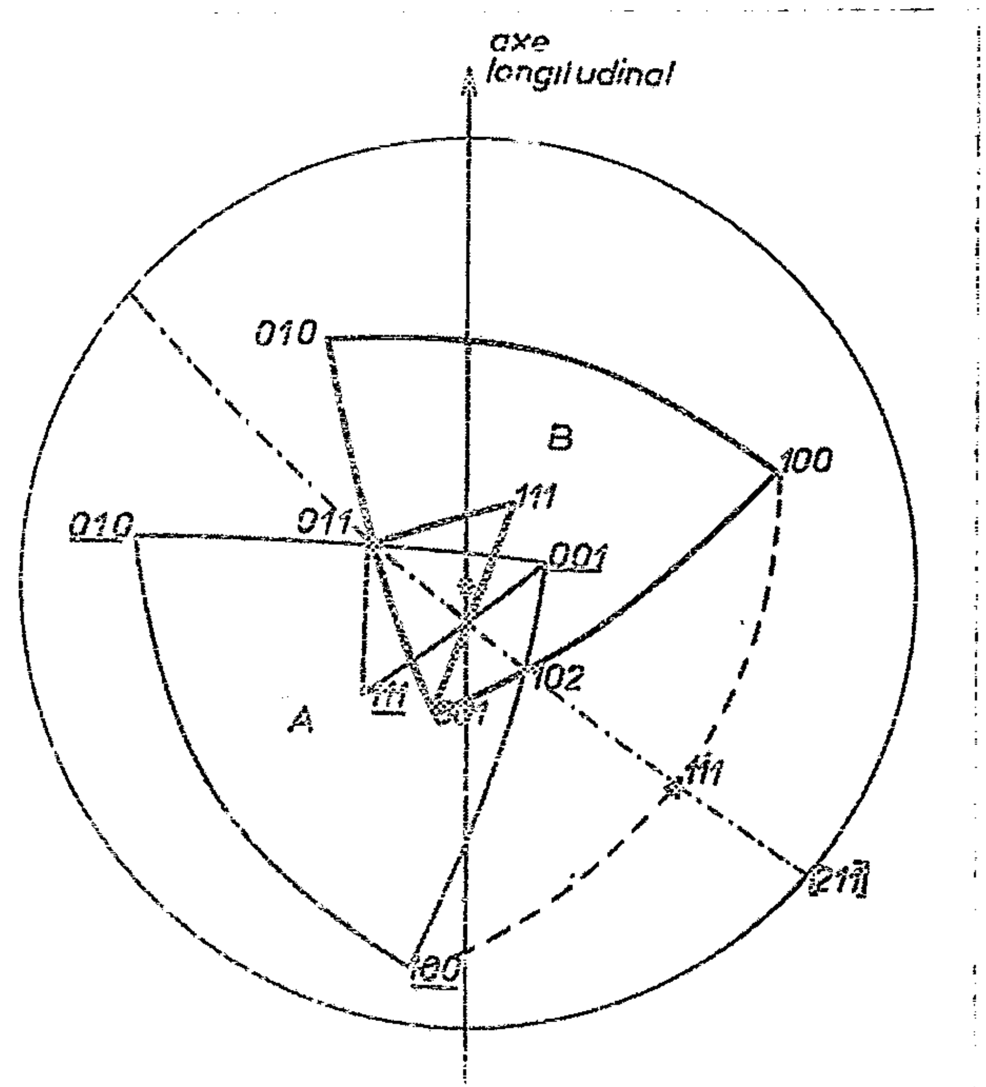


Fig. 2. — Projections stéréographiques des deux cristaux A et B.
(L'axe longitudinal correspond à l'axe de la déformation.)

déformation sur la nature des phénomènes se produisant pendant les traitements thermiques qui suivent la déformation. Nous avons, d'autre part, constaté que le joint séparant le cristal B polygonisé du nouveau cristal

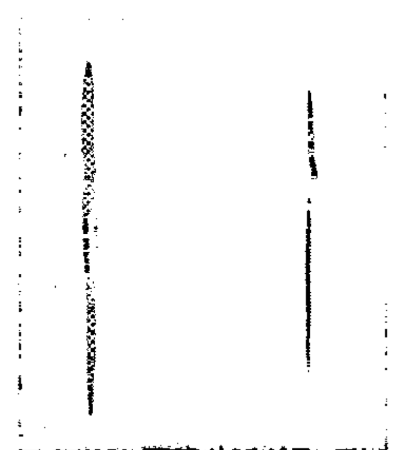


Fig. 3 *a* à gauche et 3 *b* à droite. (G 2.)

parfait n'avait pas de tendance à la migration, même après un chauffage prolongé à une température très proche du point de fusion; les deux cristaux doivent donc avoir des énergies internes du même ordre de grandeur.

Cette étude nous a permis de mettre en évidence les points suivants : il est possible de préparer des monocristaux par écrouissage critique de cristaux uniques, la valeur de cet écrouissage variant de façon très sensible

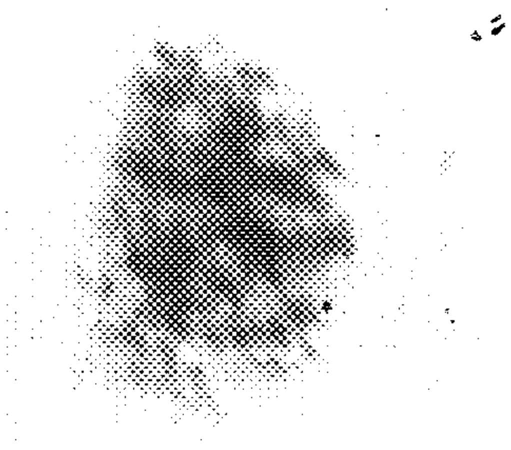


Fig. 4. — Aspect de la tache (011). (Diagramme en retour.) (G 15.)

avec l'orientation cristallographique; les cristaux de recristallisation ainsi obtenus sont plus parfaits que les cristaux leur ayant donné naissance. Du point de vue pratique, la possibilité de préparer des cristaux uniques aussi parfaits que possible nous semble intéressante pour la fabrication de monochromateurs de rayons X : on peut en effet envisager la croissance de monocristaux d'orientation déterminée à l'avance dans une matrice monocristalline ayant reçu l'écrouissage critique et placée de façon convenable par rapport au germe en voie de croissance selon la méthode de Tiedema ([3]).

Nous nous proposons maintenant d'étudier le mécanisme de ce « perfectionnement » du réseau par la mesure des propriétés mécaniques des cristaux préparés par une succession d'écrouissages critiques.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) J. MONTUELLE et G. CHAUDRON, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1167.
([2]) A. GUINIER et J. TENNEVIN, *Acta Cryst.*, 2, 1949, p. 133.
([3]) T. J. TIEDEMA, *Acta Cryst.*, 2, 1949, p. 261.

(*Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Sur la résorption des lacunes du protoxyde de fer au cours de l'oxydation du fer aux températures élevées*. Note (*) de MM. MICHEL CAGNET et JEAN MOREAU, présentée par M. Georges Chaudron.

L'existence de modifications de structure, dans la région proche de l'interface métal-oxyde du fer soumis à l'oxydation aux températures élevées a été signalée par R. Sifferlen et R. Collongues ([1]) et par

J. Païdassi [2] dans le cas du fer Armco. Ce phénomène a été étudié récemment par R. Sifferlen et C. Bourelier [3] sur du fer de haute pureté au moyen de la microscopie électronique. Ces derniers auteurs ont relié ces modifications à la ségrégation des atomes étrangers et des imperfections du réseau au voisinage de l'interface. L'intérêt de ces observations réside dans le fait qu'elles prouvent une modification du métal sous-jacent, consécutive à l'oxydation, ce que les théories actuellement admises ne peuvent expliquer, puisqu'elles ne considèrent que les facteurs liés à la constitution de l'oxyde.

Au cours de recherches sur l'oxydation de fers et aciers aux températures élevées [4], nous avons eu l'occasion de nous poser la question d'une interaction possible métal-oxyde, et nous avons noté également un certain nombre d'observations contribuant à en préciser la nature exacte.

On admet généralement que la croissance d'une couche de protoxyde de fer sur fer se produit uniquement par diffusion des ions ferreux à travers le réseau lacunaire de celui-ci. Pour que ce mécanisme soit possible il faut qu'une lacune correspondant à un trou dans le réseau des ions Fe^{2+} voie sa charge compensée par l'ionisation de deux ions voisins en Fe^{3+}. Divers auteurs ont en effet montré que la concentration en lacunes de FeO pouvait varier entre 0 ou 5,4 % du côté riche en fer [5] et 13 % du côté riche en oxygène [6]. Cet état de chose, qui persiste vraisemblablement dans les conditions cinétiques d'une réaction d'oxydation, tout au moins dans la majeure partie d'une couche épaisse, conduit à admettre que la concentration en lacunes dans la zone d'oxyde proche de l'interface Fe-FeO n'est pas nulle. Le problème se pose donc de savoir ce que devient le flux de lacunes arrivant dans la zone proche de cette interface. Trois cas paraissent possibles :

1° A proximité de l'interface les lacunes perdent leur caractère électrique par fixation sur les ions Fe^{3+} des électrons produits par l'ionisation des atomes de fer passant dans l'oxyde. Plusieurs lacunes ainsi neutralisées peuvent alors se rassembler et former un pore continuant à grossir tant qu'il reste peu éloigné de l'interface. Les lacunes neutralisées peuvent également se fixer sur les dislocations existant dans l'oxyde, ou sur les joints; le rassemblement de ces dislocations peut conduire à une polygonisation de l'oxyde telle que l'ont signalée R. Collongues et R. Sifferlen [7].

2° Les lacunes, arrivant jusqu'à l'interface, perdent leur caractère électrique et les trous qu'elles constituent dans le réseau de FeO peuvent être comblés par réarrangement de l'interface. Ils peuvent également, suivant l'hypothèse de Dravnieks et Mc Donald [8] se rassembler entre l'oxyde et le métal, en conduisant à la formation d'une zone de cristallisation fine.

3° Les lacunes en passant l'interface perdent leur caractère électrique

et les trous qu'elles constituaient dans le réseau de FeO se conservent sous forme de lacunes dans le réseau du fer. Elles diffusent ensuite et disparaissent à plus ou moins grande distance de l'interface soit à un joint de grains, soit à un cran de dislocation, soit par rassemblement de plusieurs lacunes suivant une portion de plan cristallographique (formation d'une boucle de dislocations) suivant un mécanisme analogue à celui décrit par divers auteurs pour expliquer l'effet Kirdendall (⁹).

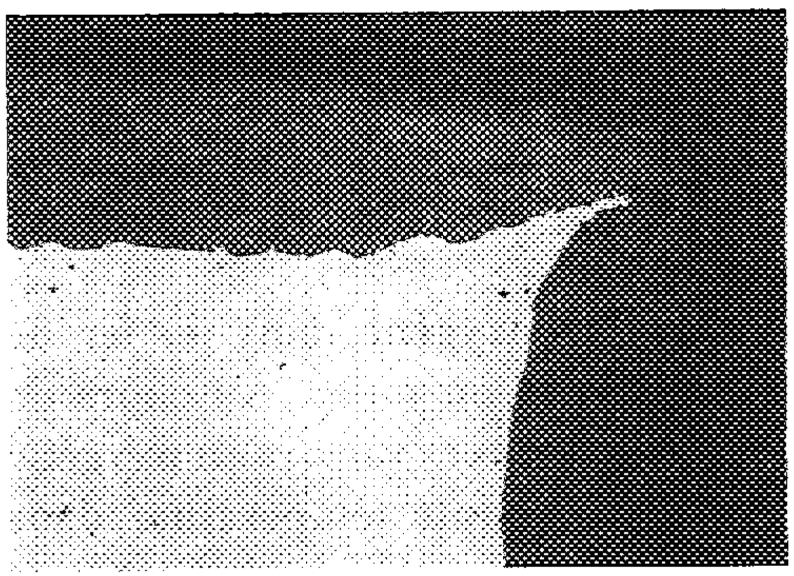


Fig. 1.

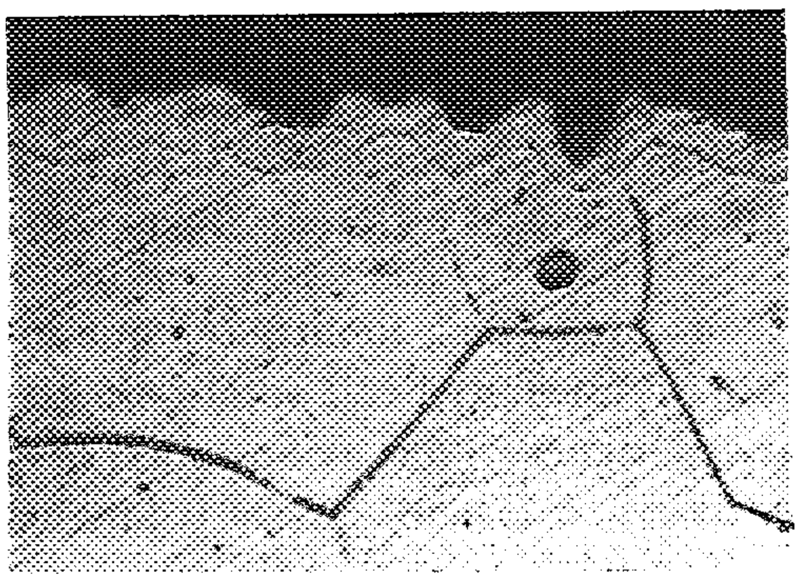


Fig. 2.

Des échantillons de section rectangulaire présentent après oxydation une section biconcave, les coins s'oxydant beaucoup moins que le centre. La figure 1 (G : 100) montre ce dernier phénomène sur une plaquette de fer pur oxydée dans l'air pendant 30 mn à 880° C. Ceci s'explique par une concentration en lacunes plus grande dans les coins puisqu'elles sont amenées par les deux faces; la part du processus 3 diminue alors et en conséquence l'oxydation se ralentit. On remarque effectivement une porosité plus importante de l'oxyde formé dans cette région.

Les joints intercristallins du fer disparaissent près de l'interface, et un réseau de sous-joints ou une zone de cristallisation perturbée apparaît parfois par fixation des lacunes dans cette région. La figure 2 (G : 400) montre un exemple de disparition des joints de grains à 20-30 μ de l'interface et d'apparition de sous-joints à 8-10 μ suivant l'interface d'une plaquette de fer Armco oxydée dans l'air pendant 23 h à 850°.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(¹) *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 2167.

(²) *Thèse*, Paris, 1954 et *Bull. Soc. Chim. du Chili*, 7, 1955, p. 20.

(³) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 216.

(⁴) J. Moreau et M. Cagnet, Communication présentée à la Société française de Métallurgie, octobre 1956, *Revue de Mét.* (mai 1957), 54, n° 5, p. 383-403.

(⁵) J. Bénard, *Bull. Soc. Chim.*, 16, 1949, D. 80; E. R. Jette et F. Foote, *J. Chem. Phys.*, 29, 1933, p. 1.

([6]) L. S. DARKEN et R. W. GURRY, *J. Amer. Chem. Soc.*, 67, 1945, p. 1398.

([7]) R. COLLONGUES et R. SIFFERLEN, 6e *Réunion de la Société de Chimie Physique*, 1956; *J. Chim. Phys.*, 53, 1956, p. 803.

([8]) A. DRAVNIEKS et H. J. MC DONALD, *J. Electrochemical Soc.*, 94, 1948, p. 139.

([9]) F. R. N. NABARRO,, *Ref. Conf. Strength of Solids. Bristol* (1947)-*Phys. Soc.* (1948), p. 75; J. BARDEEN et C. HERRING, *Imperfections in nearly perfect crystals*, John Wiley and Sons, 1952, p. 261-288.

(*Institut de Recherches de la Sidérurgie, Saint-Germain-en-Laye, Seine-et-Oise.*)

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence de la pureté et de la structure du métal sur la diffusion intergranulaire de l'oxygène dans le fer.* Note (*) de M. RAYMOND SIFFERLEN et Mme CLAUDE BOURELIER, présentée par M. Georges Chaudron.

Nous avons déjà montré ([1]) que la solubilité de l'oxygène dans du fer de haute pureté dans l'état solide est extrêmement faible ou nulle. Au cours de nos expériences, nous avions observé que l'on tend, vers ces valeurs en oxygène très basses, à mesure que le traitement thermique à haute température dans l'hydrogène permet d'obtenir une plus grande pureté, mais également une perfection meilleure du réseau.

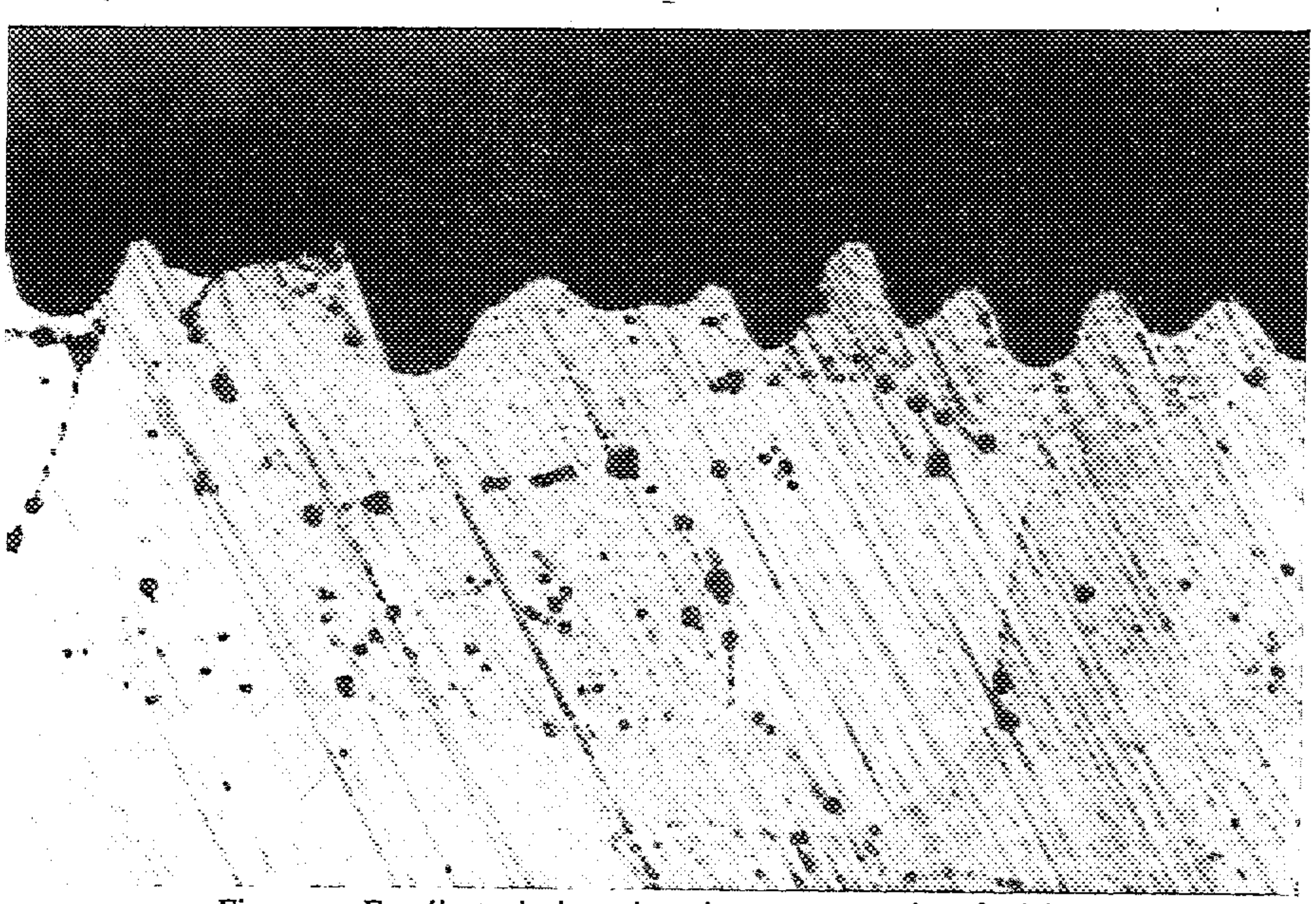


Fig. 1. — Fer électrolytique écroui par une traction de 6°/o.
Durée d'oxydation : 1 h (attaque au nital) G = 1 100.

Nous avons poursuivi ces expériences avec du fer « de zone fondue » et nous nous sommes proposés d'étudier la diffusion de l'oxygène par la méthode micrographique. Nous avons oxydé nos échantillons de fer à 850° pendant 1 h dans

un mélange hydrogène-vapeur d'eau ($p_{H_2O}/p_{H_2} = 5,05$) et nous avons examiné le métal et l'oxyde sur une section polie.

Si nos expériences sont effectuées sur du fer électrolytique ([2]), recuit plusieurs jours sous hydrogène à 880°, l'oxydation de ce métal ne donne lieu à aucune inclusion d'oxyde aux joints des cristaux ni à l'intérieur de ceux-ci. Mais si ce métal a subi un léger écrouissage, par exemple par une traction de 6 %, on observe alors la formation d'inclusions d'oxyde le long des joints de grain du métal les plus proches de l'interface (*fig.* 1). On peut également vérifier l'existence de cette précipitation intergranulaire de l'oxyde par un examen micrographique de la surface du métal après élimination de la couche d'oxyde au moyen d'un polissage électrolytique.

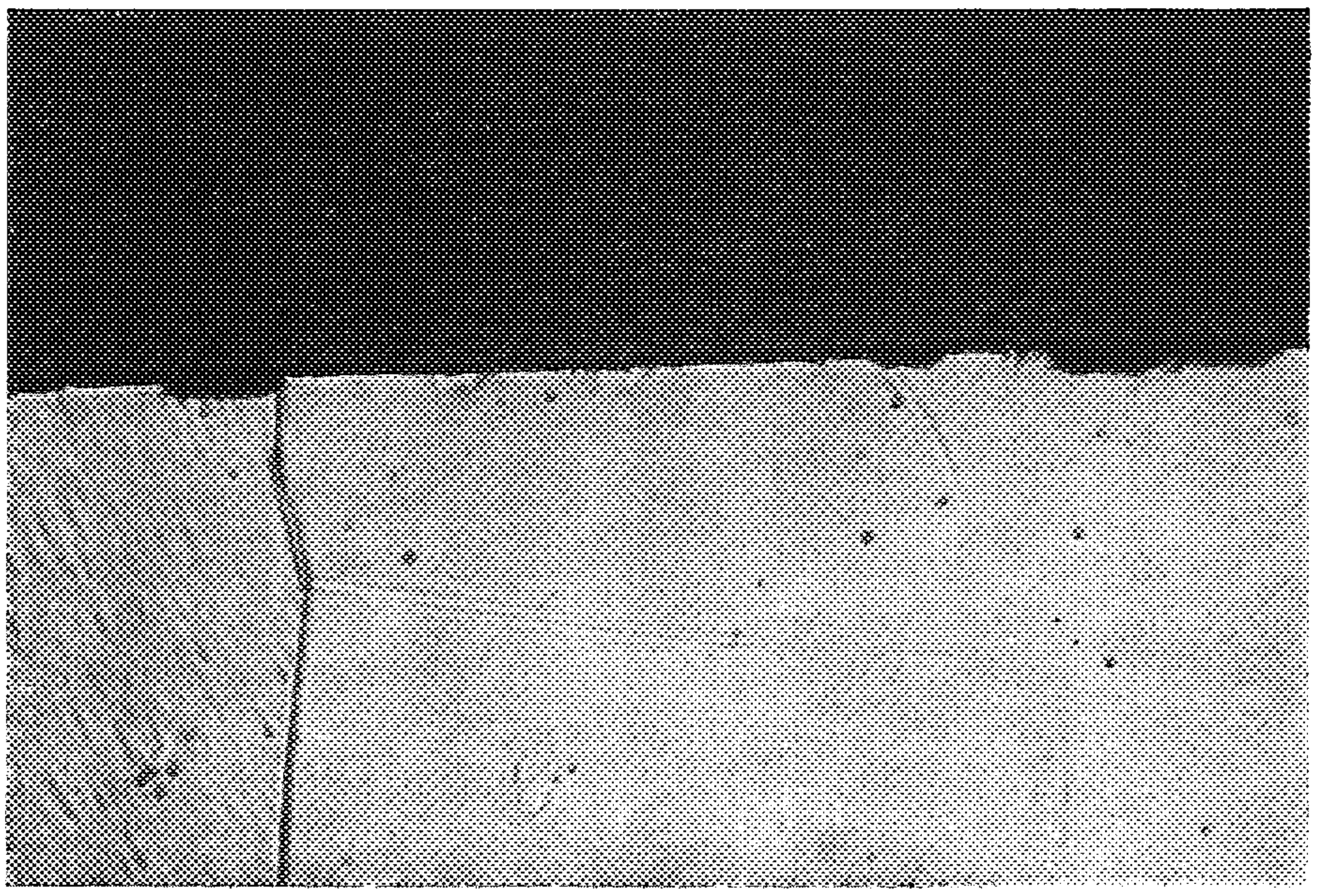


Fig. 2. — Fer « de zone fondue », écroui par une traction de 6 %.
Durée d'oxydation : 1 h (attaque au picral). On observe également des lignes de polygonisation. G = 1 100.

Si l'on répète les mêmes expériences avec du fer de zone fondue qui a subi un écrouissage de 6 %, on constate que l'oxydation à 850° ne donne plus d'inclusions d'oxyde dans les joints ou dans les sous-joints de polygonisation. On peut admettre, puisqu'on observe la polygonisation après un temps très court de recuit du métal de zone fondue, que celui-ci s'est restauré très rapidement pendant l'oxydation. La figure 2 nous montre dans tous ces cas l'absence complète d'inclusions.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) R. Sifferlen, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1192.

([2]) J. Talbot, P. Albert, M. Caron et G. Chaudron, *Rev. Métal.*, 50, 1953, p. 817.

(*Laboratoire de Vitry du C. N. R. S.*)

CHIMIE MACROMOLÉCULAIRE. — *Masse moléculaire et dimensions de la molécule de lysozyme en solution*. Note de Mme Anne Luzzati et Mlle Madeleine Champagne, présentée par M. Gaston Dupouy.

Les données physiques sur la molécule de lysozyme sont encore peu nombreuses et cependant assez divergentes (1). C'est la raison pour laquelle nous avons entrepris un travail systématique sur un échantillon de lysozyme des laboratoires Armour (n° 381.59).

La protéine cristallisée a été dissoute dans des solutions de ClK de molarité variable; le pH est toujours voisin de 5,7.

L'échantillon examiné s'est révélé homogène aussi bien à la sédimentation qu'à la diffusion de translation.

La masse moléculaire a été déterminée à partir des grandeurs expérimentales :

s, coefficient de sédimentation;

D, coefficient de diffusion de translation en utilisant la formule classique :

$$M = \frac{RTs}{(1 - v_{sp}\rho)D} \quad (^2).$$

On a admis la valeur $v_{sp} = 0{,}713_8$ mesurée par P. A. Charlwood (3) sur un échantillon de même provenance.

Connaissant M, il est possible à partir des grandeurs expérimentales, du coefficient de diffusion D et de la viscosité intrinsèque $[\eta]$, de déterminer le volume hydrodynamique V de la molécule dont la forme est supposée être celle d'un ellipsoïde de révolution d'allongement p (4).

La mesure de s a été effectuée à l'ultracentrifugeuse Spinco, celle de D, par la méthode interférométrique de G. Scheibling (5), celle de $[\eta]$ au viscosimètre d'Ubbelhode. Toutes les mesures sont rapportées à 20°.

Les résultats expérimentaux figurent dans les tableaux I, II, III.

On s'aperçoit que pour des forces ioniques $\mu > 0{,}15$, les grandeurs expérimentales sont indépendantes de μ. On peut donc admettre qu'à ces forces ioniques l'effet de charge est fortement diminué (sinon inexistant) et considérer la protéine dissoute comme une molécule non chargée.

De cet ensemble de résultats nous retiendrons les valeurs suivantes :

$$s^0_{\text{eau},20^\circ} = 1{,}79\,(\pm 0{,}05).10^{-13},$$
$$D^0_{\text{eau},20^\circ} = 11{,}8\,(\pm 0{,}1).10^{-7},$$
$$[\eta] = 2{,}98\,(\pm 0{,}03).$$

On trouve alors : $M = 13\,000\,(\pm 300)$.

La molécule de lysozyme est assimilable à un ellipsoïde de révolution allongé ($p = 2$; $V = 22\,100$ Å^3) ou aplati ($p = 0{,}3$; $V = 17\,900$ Å^3). Remarquons

TABLEAU I.

Lot.	μ.	c (g %).	Température moyenne (°C).	$s_{eau\,20°}.10^{13}$.
D 638-040	0	1,0	17,2	0,84
381-59	0,15	1,9	17,8	1,69
»	»	0,95	21,5	1,73
»	»	0,63	20,0	$1,84_5$
»	»	1,26	21,4	$1,63_5$
D 638-040	»	1,0	17,2	$1,72_5$
»	»	0,8	17,9	1,82
»	»	0,6	$19,4_5$	1,95
381-179	»	1,0	18,8	1,75
D 638-040	»	1,0	21,8	$1,72_5$
003 L 1	»	1,0	22,3	$1,74_5$
381-59	0,3	0,5	20,2	$1,82_7$
»	»	1,0	18,9	1,78
»	»	1,5	19,3	$1,85_5$
D 638-040	»	0,8	$20,1_5$	1,80
»	»	1,2	$19,8_5$	1,87

TABLEAU II.

μ.	c (g%).	$D_1.10^7$.	$D_2.10^7$.
0	$0,49_7$	42,6	43,2
0	0,25	51,3	47,4
0,15	$0,39_7$	11,70	11,80
	$0,59_6$	11,95	11,80
	$0,79_4$	11,82	11,88
	0,85	12,15	11,80
	1,0	-	11,80
	0,32	11,75	11,68
0,3	0,3	11,65	11,68
0,6	0,62	11,65	11,68
	Valeurs moyennes :	11,81 ± 0,12	11,77 ± 0,07
	Moyenne générale :	$11,79\ (\pm 0,09).10^{-7}$	

D_1 et D_2 expriment deux moyennes différentes ([6]).
$D_1 = D_2$ est un test de monodispersité.

TABLEAU III.

μ.	[η].	Pente des droites $\frac{\eta_{sp}}{c} = f(c)$.	μ.	[η].	Pente des droites $\frac{\eta_{sp}}{c} = f(c)$.
0	4,30	0	0,3	2,98	15,5
0,15	2,98	15,5	0,4	3,10	13,5

La concentration est exprimée en grammes par centimètre cube.

cependant que la fonction $\Lambda(p)\, t^3(p)$ utilisée (4) est peu sensible aux variations de p et que dans la limite des erreurs expérimentales il est difficile de choisir entre les valeurs extrêmes $p = 1$ (sphère) et $p = 3$.

(1) H. NEURATH et K. BAILEY, *The Proteins*, I, p. 634.
(2) TH. SVEDBERG et K. O. PEDERSEN, *Die Ultracentrifuge*, 1940, p. 5.
(3) *J. Amer. Chem. Soc.*, 79, 1957, p. 776.
(4) M. CHAMPAGNE, *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 521; *J. Chim. Phys.*, 54, 1957, p. 378.
(5) *J. Phys. Rad.*, 11, 2, 5 S. 1950; *J. Chim. Phys.*, 47, 1950, p. 688.
(6) M. DAUNE, H. BENOIT et CH. SADRON, *J. Polymer Sc.*, 16, 1955, p. 483.

CHIMIE MINÉRALE. — *Sur la graphitisation des charbons amorphes.* Note (*) de Mme **NICOLE PLATZER**, transmise par M. Louis Hackspill.

A côté des deux formes cristallines bien définies, graphite et diamant, le charbon présente de nombreuses formes mal cristallisées dites amorphes. On étudie l'action de fortes pressions sur la préparation du charbon à basse température et l'influence de la structure cristalline sur certaines propriétés physiques et chimiques des charbons non graphités.

Le carbone existe sous deux formes cristallines. On désigne sous le nom de graphite la forme hexagonale stable à température et pression ordinaires. La deuxième forme cristalline cubique est le diamant stable à température et pression élevées. Métastable dans les conditions ordinaires, il se transforme en graphite par chauffage à 1900° sous vide. Dans le graphite les atomes sont groupés régulièrement dans les plans suivant un arrangement hexagonal, la distance entre deux atomes étant 1,45 Å. Les plans sont parallèles entre eux et décalés les uns par rapport aux autres de telle manière que le centre d'un atome se projette sur le plan suivant au centre d'un hexagone. Dans le forme α la plus fréquente le décalage est toujours fait parallèlement à un même côté de l'hexagone, dans la forme β alternativement parallèlement à deux côtés distincts. Ceci a été établi par étude du spectre de rayons X par Lipson et Stokes (1). Le graphite donne un spectre de Debye et Scherrer caractéristique, la raie la plus intense fournie par réflexion sur les plans 002 permet de calculer l'intervalle entre deux plans consécutifs $d = 3{,}35$ Å.

En dehors des formes cristallines bien définies il existe de nombreux charbons dits « amorphes ». R. Franklin (2) a montré que les atomes de carbone sont encore groupés suivant le réseau hexagonal dans des plans d'étendue plus limitée que pour le graphite; les plans parallèles entre eux en faible nombre forment de petits paquets. On distingue : les charbons non graphitisables dont les petits paquets échangent à leur périphérie de fortes liaisons empêchant la transformation en graphite par chauffage

à haute température (plus de 1750°) et les charbons graphitisables dans lesquels les petits paquets sont parallèles entre eux, sans liaisons latérales. Ils sont susceptibles d'acquérir progressivement par chauffage à température supérieure à 1750° une véritable structure graphitique ordonnée suivant trois dimensions.

De nombreux auteurs ont essayé de préparer à moins de 500° du charbon sous la forme graphite : Ciusa ([3]) et ses collaborateurs ont utilisé la dissociation thermique de l'hexaiodobenzène. Gipson Holohan et Riley ([4]) ont utilisé l'action du sodium à l'état de métal pur ou d'amalgame sur l'hexachlorobenzène. Dans les deux cas le charbon obtenu n'est pas un véritable graphite. R. Franklin ([5]) classe celui obtenu par Gipson parmi les charbons non graphitisables.

Nous avons essayé d'introduire au moment de la fabrication du charbon l'action d'un facteur important au point de vue cristallographique : la pression. La réaction choisie pour produire le charbon est l'action du nickel de Raney sur l'hexachlorobenzène.

$$3Ni + C_6Cl_6 \rightarrow 3Cl_2Ni + 6C.$$

Effectuée à pression atmosphérique et à 227°, température de fusion de C_6Cl_6, la réaction donne du charbon très finement divisé. La réaction a été réalisée sous pression allant jusqu'à 6 000 kg/cm² en comprimant le mélange homogène C_6Cl_6 et nickel de Raney dans une pastilleuse en acier au moyen d'une presse hydraulique. La pastilleuse est entourée d'un petit four électrique permettant d'opérer à température contrôlée. C_6Cl_6 présentant une grande différence de densité entre l'état solide et l'état liquide 2,044 à 23° et 1,569 à 236° l'élévation de pression modifie considérablement le point de fusion.

P (kg/cm²)	1	1090	2180	3270	4360
T°C	227	350	408	455	480

La réaction effectuée sous une pression donnée à température inférieure au point de fusion est lente. Après 24 h les produits de réaction forment une pastille compacte. Si au contraire dès le début de l'expérience on atteint la température de fusion la réaction est explosive et l'on obtient une poudre brune peu agglomérée. Dans les deux cas on doit purifier : l'excès de C_6Cl_6 est éliminé par sublimation puis on traite le résidu par un mélange d'acides nitrique et chlorhydrique concentrés à ébullition. Le charbon obtenu après lavage à l'eau distillée et séchage contient encore 10 % de cendres. Pour purifier totalement on doit chauffer dans le chlore à 1000°. Le taux de cendres devient inférieur à 1 %.

Le charbon obtenu après la première purification ne donne pas de spectre de rayons X. Après purification par le chlore, seule la raie 002

est visible et permet de calculer comme distance entre les plans $d = 3{,}40$ Å. Cette valeur correspond à un charbon non graphité.

La densité mesurée par immersion dans le mélange $HCBr_3$, CCl_4, C_6H_6 est de 2,08. D'après R. Franklin [5] seuls les charbons graphitisables ont une densité supérieure à 2. Celle des charbons non graphitisables varie de 1,5 à 1,8; celle du graphite est 2,26.

Parmi les réactions chimiques du carbone on a longtemps pensé que la réaction de Brodie, transformation du graphite en acide graphitique par action du chlorate de potassium en présence d'acide nitrique fumant, était caractéristique du graphite. Maire [6] a montré que tous les charbons graphitisables donnent de l'acide graphitique, les charbons non graphitisables étant brûlés. Les échantillons obtenus dans nos expériences à basse température donnent avec un faible rendement de l'acide graphitique qui, observé au microscope polarisant entre nicols croisés, ne fait pas tourner le plan de polarisation de la lumière contrairement à celui obtenu à partir du graphite. Par contre, le charbon chauffé à 1000° dans le chlore donne avec un meilleur rendement de l'acide graphitique dont une partie fait tourner le plan de polarisation de la lumière. De même le charbon obtenu par pyrolyse du chlorure de polyvinyle à 1000° graphitisable [R. Franklin [5]] donne de l'acide graphitique actif sur la lumière polarisée. Par contre, le charbon obtenu à 800° donne très peu d'acide graphitique n'agissant pas sur la lumière polarisée. Le charbon obtenu à 900° donne de l'acide graphitique qui observé entre nicols croisés présente un mélange de particules sombres et brillantes. On observe ainsi vers 1000° une prégraphitation déjà signalée par Brusset [7] qui a remarqué un brusque changement de la valeur de la conductivité pour les charbons chauffés à 1000°.

Selon Simon [8] l'oxydation par le bichromate de potassium en présence d'acide sulfurique concentré est spécifique du graphite qui est transformé en CO_2. Nous avons vérifié qu'à l'exclusion des charbons très finement divisés (Charbon Norit, produits de nos expériences) les charbons graphitisables ou non ne sont pas attaqués. En solution aqueuse l'acide chromique attaque plus difficilement le graphite et les charbons graphitisables que les charbons actifs mais les charbons non graphitisables sont très difficilement brûlés. La présence d'acide acétique abaisse considérablement la concentration nécessaire pour brûler le graphite.

Fredenhagen et Cadenbach [9] ont étudié la fixation des métaux alcalins sur le graphite et la suie. Hérold [10] a montré que dans le cas du graphite on a les composés définis C_8K et $C_{24}K$. Il semble que les phénomènes d'adsorption prédominent dans le cas des carbones non graphitisables tandis que pour les carbones graphitisables on a à la fois adsorption et insertion réelle. Le charbon de cornue donne un composé de formule brute C_9K, le charbon du chlorure de polyvinyle $C_{13}K$.

En résumé, on voit que les charbons graphitisables dont la structure est proche de celle du graphite peuvent au point de vue chimique réagir d'une manière très voisine du graphite ou au contraire dans certains cas se comporter comme des produits amorphes.

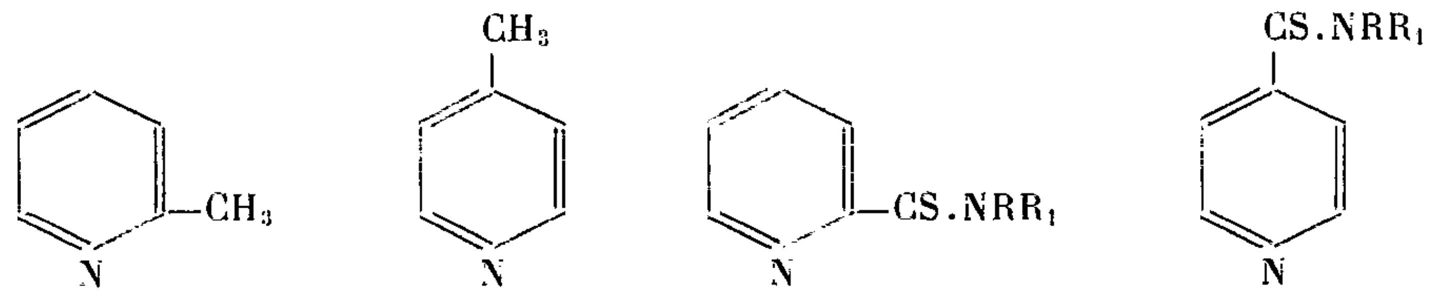
(*) Séance du 3 juin 1957.
(1) *Proc. Roy. Soc.* 181 A, 1942, p. 101.
(2) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 232.
(3) *Gazetta Chim. italiana*, II, 52, p. 131.
(4) *J. Chem. Soc.*, 1946, p. 456.
(5) *Proc. Roy. Soc. London*, A 209, p. 196.
(6) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 61.
(7) *Bull. Soc. Chim.*, 1949, D 49.
(8) *Comptes rendus*, 177, 1923, p. 265
(9) *Z. anorg. chem.*, 158, 1926, p. 249.
(10) *Comptes rendus*, 232, 1951, p. 838.

(Laboratoire de Chimie minérale, A, Sorbonne, Paris.)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Action du soufre en présence de morpholine sur quelques dérivés α, β et γ substitués de la pyridine.* Note de MM. **Henry Najer**, **Pierre Chabrier**, **René Giudicelli** et Mme **Éva Joannic-Voisinet**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs étudient l'action du soufre en présence de morpholine (réaction de Willgerodt-Kindler) sur les trois isomères de position des : picolines, pyridine-carbinols et pyridine-aldéhydes. Appréciant la réactivité des dérivés pyridiniques d'après les rendements en thiamides formés, ils constatent que les dérivés γ substitués sont les plus réactifs, puis viennent les dérivés α substitués, enfin les dérivés β substitués.

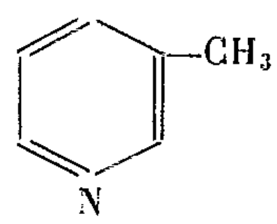
Différents auteurs (1), (2), (3), (4) on récemment montré que lorsqu'on chauffe vers 150-160° un mélange d'α- (I) ou de γ-picoline (II) avec différentes amines en présence de soufre, (réaction de Willgerodt-Kindler) on obtient les thiamides (III) et (IV).



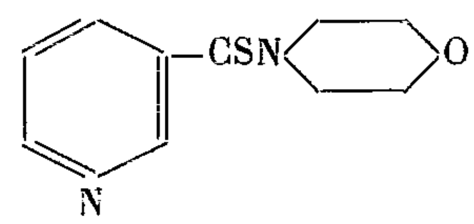
(I) (II) (III) (IV)

H. Porter (3) ainsi que J. Schmitt et M. Suquet (4) tentèrent sans succès d'appliquer cette réaction à la β-picoline (V); ils en conclurent que seules les positions α- ou γ- activent suffisamment le groupement méthyle des picolines pour lui permettre de participer à la réaction de Willgerodt-Kindler.

Nous avons constaté que la β-picoline (V) traitée vers 160-170° par la morpholine en présence de soufre conduit au thiamide (VI) avec, il est vrai, un très faible rendement (2,5 %).



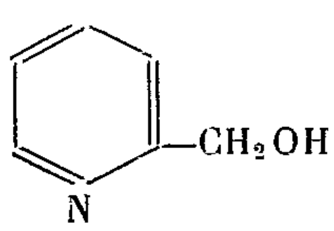
(V)



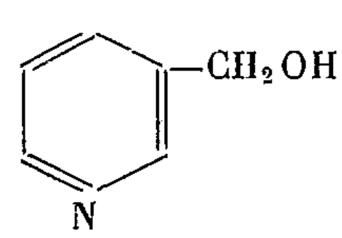
(VI)

En vue d'apprécier la réactivité du groupe méthyle dans chacun des trois isomères de position (I), (II) et (V), nous nous sommes proposé de faire réagir dans des conditions expérimentales très voisines les trois picolines (I), (II) et (V) avec le soufre en présence de morpholine, le rendement en thiamides (III), (IV) et (VI) obtenus donnant une mesure de cette réactivité.

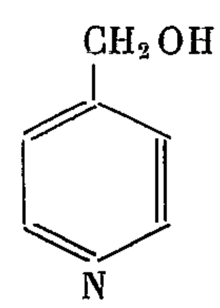
Nous avons effectué, dans le même but, ces mêmes réactions à partir des trois pyridine-carbinols isomères de position (VII), (VIII) et (IX) et des trois pyridine-aldéhydes (X), (XI) et (XII).



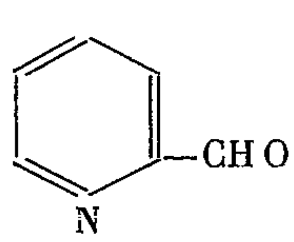
(VII)



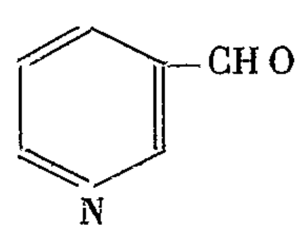
(VIII)



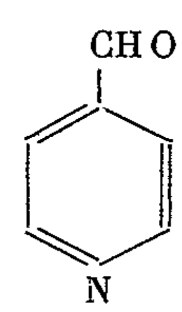
(IX)



(X)



(XI)



(XII)

Le tableau ci-après présente les résultats obtenus.

L'examen du tableau montre que :

1° La réactivité dans la réaction de Willgerodt-Kindler des trois fonctions est par ordre croissant : hydrocarbure, aldéhyde, carbinols.

2° La réactivité des trois isomères de position, dans chaque série examinée, est par ordre croissant : β-, α-, γ-.

Signalons, que si l'on fait agir sur une solution acétonique de l'un ou l'autre des morpholinothionicotinamides (III), (IV) et (VI) un excès d'iodure de méthyle, on isole un monoiodométhylate dans le cas des thiamides γ- (IV) et β- (VI) et un diiodométhylate dans le cas de la α-morpholinothionicotinamide (III).

Matières premières.			Chauffage.		Morpholino-thionicotinamide.	
Pyridine substituée (mol/g).	S (atom/g).	Morpholine (mol/g).	Température (°C).	Temps (h).	Rendement (%).	F (°C).
0,2 (I) (α) (CH_3)	0,6	0,3	150	10,5	20	106 (*a*), (*c*)
0,2 (V) (β) »	0,6	0,3	160-170	13	2,5	88-89 (*d*),
0,2 (II) (γ) »	0,6	0,3	160-180	9	52,2	154,5 (*b*), (*e*)
0,2 (VII) (α) (CH_2OH)	0,6	0,3	160-180	11	70	108 (*a*), (*c*)
0,2 (VIII) (β) »	0,6	0,3	160-170	10	6	89-90 (*d*),
0,2 (IX) (γ) »	0,6	0,3	160-180	10,5	91,3	155 (*b*), (*e*)
0,10 (X) (α) (CHO)	0,15	0,15	160-170	14	55,2	108 (*a*), (*c*)
0,10 (XI) (β) »	0,15	0,15	160-170	12	37	90 (*d*),
0,10 (XII) (γ) »	0,15	0,15	160-170	14,5	84	153 (*b*), (*e*)

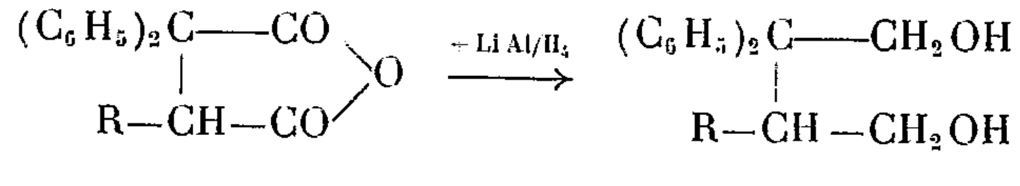
(*a*) F 104-106° suivant H. D. Porter (³) et 104° suivant J. Schmitt et M. Suquet (⁴).
(*b*) F 149-150° suivant H. D. Porter (³) et 153° suivant J. Schmitt et M. Suquet (⁴).
(*c*) Son diiodométhylate fond à 190°.
(*d*) Son monoiodométhylate fond à 193°.
(*e*) Son monoiodométhylate fond à 248°.

([1]) B. Emmert et M. Croll, *Ber. d. Chem. Ges.*, 1953, p. 208.
([2]) B. Emmert et A. Holz, *Ber. d. Chem. Ges.*, 1954, p. 676.
([3]) *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 127.
([4]) *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 1956, p. 755.

(*Laboratoire de Pharmacologie, Faculté de Médecine, Paris.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Les diphényl-2.2 alcoyl-3 butanediols-1.4 et les β.β-diphényl β'-alcoyl tétrahydrofurannes.* Note de M. **François Salmon-Legagneur** et Mme **Cécile Neveu**, présentée par M. Marcel Delépine.

La réduction par l'hydrure d'aluminium et de lithium, au sein de l'éther, des anhydrides α.α-diphényl α'-alcoylsucciniques, dont nous avons donné précédemment la méthode d'obtention ([1]), conduit avec d'excellents rendements (pour $R = CH_3$ à $n.C_4H_9$) aux butanediols-1.4 correspondants, non encore signalés jusqu'à présent.



Les deux groupements carbonylés de l'anhydride semblent se réduire avec la même facilité, malgré le voisinage pour l'un d'eux d'un carbone diphénylé, et en aucun cas nous n'avons eu formation d'un olide intermédiaire résultant d'une demi-réduction. Déjà, précédemment, J. Tirouflet ([2]), en réduisant de

cette façon l'anhydride $\alpha.\alpha$-diphénylsuccinique, avait indiqué l'obtention aisée du diphényl-2.2 butanediol-1.4.

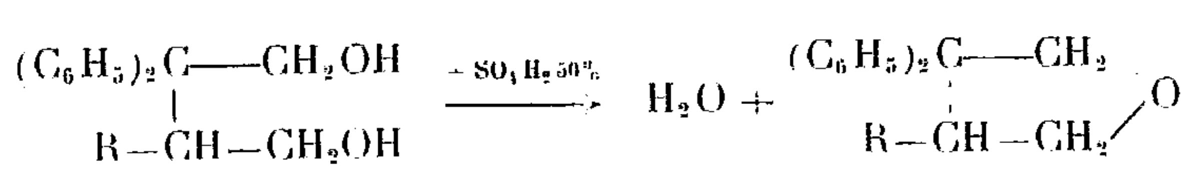
La technique opératoire est extrêmement simple. 0,04 mol/g de $LiAlH_4$ sont placés dans un ballon muni d'un réfrigérant ascendant, recouverts d'éther anhydre et soumis à une agitation énergique par agitateur magnétique. Par une ampoule à brome 0,02 mol/g d'anhydride $\alpha.\alpha$-diphényl α'-alcoyl succinique, dissous dans le minimum d'éther anhydre, sont ajoutés goutte à goutte de façon à maintenir le milieu réactionnel à l'ébullition, la réaction étant fortement exothermique. On termine celle-ci par un chauffage d'une demi-heure. Après reprise par l'eau et l'acide sulfurique dilué, il est facile d'isoler par évaporation de la solution éthérée le glycol cherché et le rendement brut en ce dernier s'établit en moyenne à 85-90 %.

Les diols, ainsi obtenus, sont généralement cristallisés; mais ils prennent très facilement l'aspect vitreux, ce qui rend parfois difficile leur cristallisation. Le terme $R = n.C_4H_9$ n'a été isolé jusqu'à présent que sous cette forme vitreuse.

La préparation précédente peut être réalisée pour les premiers termes ($R = H$, CH_3, C_2H_5 et même pour $R = n.C_4H_9$) au sein du dioxane dont le pouvoir dissolvant vis-à-vis des anhydrides est plus élevé que celui de l'éther anhydre. Mais dans le cas du terme $R = n.C_3H_7$ l'élévation de la température du milieu réactionnel par suite de l'utilisation du dioxane provoque une déshydratation partielle du diol et ce mode opératoire n'est pas alors à conseiller. Il est d'ailleurs curieux de constater que le glycol n-propylé présente une beaucoup plus grande tendance à la déshydratation en dérivé tétrahydrofurannique, comme nous le signalons plus loin, que ses homologues inférieurs ou supérieurs.

L'action du chlorure d'acétyle sur les différents diphényl-2.2 alcoyl-3 butanediols-1.4 conduit aux diesters acétiques correspondants. Mais ceux-ci, pour la plupart, se présentent sous forme liquide et se décomposent à la distillation, même sous vide très poussé. Seuls les diesters acétiques des termes $R = H$ et $R = n.C_3H_7$ ont, jusqu'à présent, été obtenus à l'état cristallisé.

Les nouveaux diols, ainsi d'ailleurs que le diphényl-2.2 butanediol-1.4 précédemment préparé ([2]), se déshydratent tous très aisément et quasi quantitativement en $\beta.\beta$-diphényl β'-alcoyltétrahydrofurannes, non encore signalés jusqu'à maintenant, sous l'action des acides minéraux concentrés et plus spécialement sous l'action de l'acide sulfurique à 50 %, par chauffage à la température du bain-marie.



Les nouveaux dérivés, ainsi obtenus, sont pour la plupart des solides bien cristallisés, mais à points de fusion plutôt bas; seul, jusqu'à présent, le terme correspondant à $R = n.C_4H_9$ n'a pas cristallisé.

Ces dérivés tétrahydrofuranniques substitués semblent très stables; ils sont inattaquables à l'action des lessives alcalines et également à celles des hydracides halogénés, tout au moins pour la formation des dérivés dihalogénés correspondants.

Nous donnons ci-dessous les points de fusion (et éventuellement d'ébullition) des différents dérivés préparés au cours de ces recherches.

R.	n.	φ_2 diols-1.4 $C_{16+n}H_{18+2n}O_2$. (°C).	Diesters acétiques $C_{20+n}H_{22+2n}O_4$. (°C).	$\beta.\beta\varphi_2$ tétrahydrofurannes $C_{16+n}H_{16+2n}O$. (°C).
H	0	134 [2]	83	56
CH_3	1	143-144	liq.	40
C_2H_5	2	87-88	liq.	81
$n.C_3H_7$	3	90	77	68-69
$n.C_4H_9$	4	liq. $É_1$ 220	liq.	liq. $É_1$ 170

(1) F. Salmon-Legagneur et C. Neveu, *Comptes rendus*, **241**, 1955, p. 1952.

(2) *Comptes rendus*, **238**, 1954, p. 2246.

(*Laboratoire de Chimie générale, Falculté des Sciences, Rennes.*)

CHIMIE ORGANIQUE. — *Déshydratation des alcools mésodihydroanthracéniques. Les dihydro-9.10 anthryl-9 carbinols secondaires.* Note (*) de MM. **Jean Rigaudy** et **Pierre Tardieu**, présentée par M. Charles Dufraisse.

De la même manière que l'alcool primaire correspondant, les dihydro-9.10 anthryl-9 carbinols secondaires se déshydratent, suivant les conditions utilisées, en homologues, soit du méthyl-9 anthracène, soit du dibenzo-2.3-6.7 subérène-4; toutefois, la substitution d'un radical hydrocarboné à un H apporte des modifications plus importantes dans le cas d'un phényle que dans celui d'un méthyle.

Ainsi que nous l'avons précédemment montré (1), le dihydro-9.10 anthryl-9 carbinol, II*a*, est susceptible de perdre une molécule d'eau de deux manières différentes suivant les conditions utilisées pour sa déshydratation : par chauffage avec les agents « acides », tels que Cl_2Zn, SO_4KH ou $(CO_2H)_2$, il subit une transposition rétropinacolique qui conduit au dibenzo-2.3-6.7 subérène-4, V*a*, tandis que sous l'action de KOH isoamylique il se transforme en méthyl-9 anthracène, IV*a*, l'élimination en III*a* se trouvant accompagnée d'une migration transannulaire d'hydrogène.

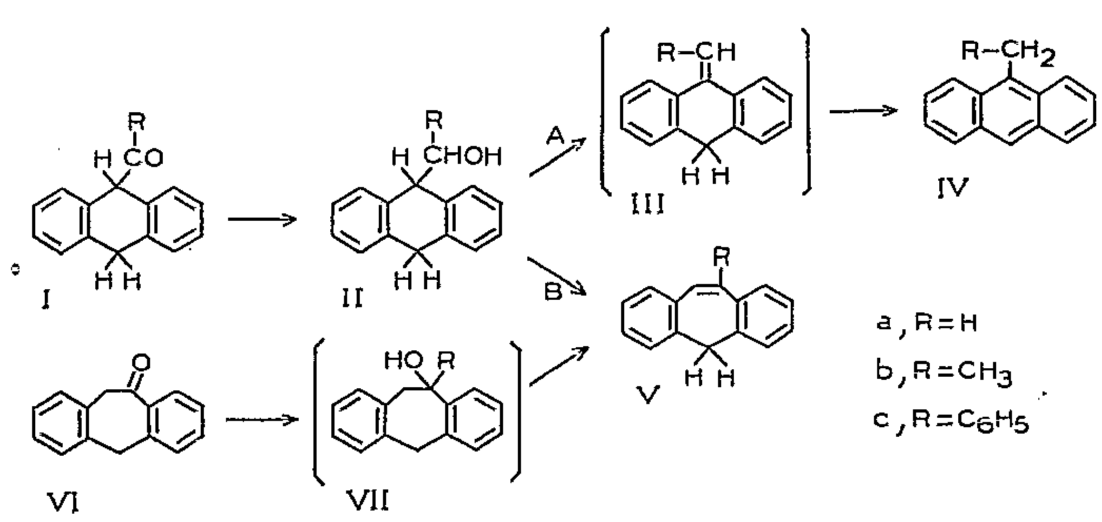
Nous avons maintenant examiné le comportement des alcools dihydroanthracéniques secondaires, II*b* (2) et II*c* (3), qui sont obtenus par réduction des cétones correspondantes, I*b* et I*c* :

— (α-hydroxyéthyl)-9 dihydro-9.10 anthracène, II*b*, $C_{16}H_{16}O$, F_{inst} 90-91° [F d'après (2) 89°,5-90°,5]. Méthane sulfonate, $C_{17}H_{18}O_3S$, F_{inst} 91-92°.

— (α-hydroxybenzyl)-9 dihydro-9.10 anthracène, II*c*, $C_{21}H_{18}O$,

F_{inst} 153-154° [F d'après ([3]) 156-157°]. Acétate, $C_{23}H_{20}O_2$, F_{inst} 159-160°; méthane sulfonate, $C_{22}H_{20}O_3S$, F_{inst} 163-164°.

Le chauffage de ces alcools secondaires avec les déshydratants acides, Cl_2Zn ou SO_4KH, provoque un agrandissement de cycle analogue à celui observé avec l'alcool primaire, c'est-à-dire qu'on isole à partir de II*b*, le méthyl-4 dibenzo-2.3-6.7 subérène-4, V*b*, $C_{16}H_{14}$, cristaux incolores, F_{inst} 56-57° [liq. d'après ([4])] et à partir de II*c*, le phényl-4 dibenzo-2.3-6.7 subérène-4, V*c*, $C_{21}H_{16}$, cristaux incolores, F_{inst} 117° [F 107° d'après ([4])]. Toutefois, si la transformation selon la voie B demeure exclusive pour l'alcool à reste aliphatique II*b* (rendement quantitatif avec Cl_2Zn), il n'en est plus de même pour l'alcool II*c*, portant un reste aromatique; le rendement en produit transposé V*c* est notablement réduit (40 à 55 %) et l'on sépare en outre du benzyl-9 anthracène, IV*c*, $C_{21}H_{16}$, F_{inst} 132,5-133° [F 133° d'après ([5])] en proportions variables (15 à 30 %) et un troisième produit que nous avons caractérisé comme étant l'éther-oxyde correspondant à II*c*, $C_{42}H_{34}O$, cristaux incolores, F_{inst} 209° (13 à 18 % suivant les conditions).



L'apparition de ces deux derniers produits de déshydratation dans le cas de l'alcool II*c* paraît devoir être attribuée à deux effets de stabilisation différents dus au substituant C_6H_5 si l'on admet la formation transitoire, sous l'influence des déshydratants « acides », d'un ion carbénium du type VIII :

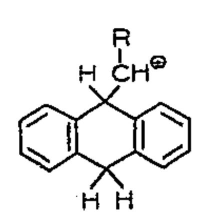
1° une stabilisation de cet ion carbénium, VIII, qui s'accompagne de la formation de l'éther-oxyde; les éthers benzyliques sont en effet connus pour se former facilement par des mécanismes faisant intervenir de telles espèces transitoires;

2° une stabilisation de l'intermédiaire dihydroanthracénique III, qui justifie l'évolution de l'ion carbénium VIII par simple perte d'un H^+ suivant le processus A, concurremment à sa transposition suivant le processus B.

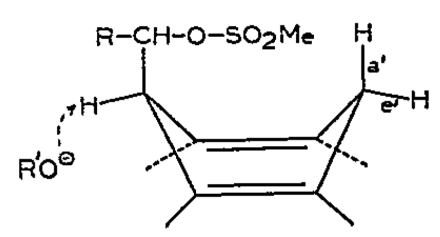
Pour en revenir aux produits transposés, V*b* et V*c*, nous nous sommes assurés de leur structure en les préparant par condensation des organométalliques, CH_3MgI et C_6H_5Li, sur la dibenzo-2.3-6.7 subérone-4, VI ([6]), suivie de déshydratation par SO_4H_2 en milieu acétique; les alcools intermédiaires VII n'ont pu être isolés.

La déshydratation par chauffage au reflux de KOH isoamylique qui conduit au méthyl-9 anthracène, IV*a*, à partir de l'alcool primaire II*a*, se trouve dans le cas des alcools secondaires, II*b* et II*c*, supplantée par une réaction de scission en dihydro-9.10 anthracène et aldéhyde R-CHO, qui s'effectue d'une manière quasi intégrale dans les mêmes conditions. Cette scission [*voir* (7) et (8)], nous a amenés à soumettre à l'action des alcalis, non plus les alcools eux-mêmes, mais leurs méthanes sulfonates qui sont obtenus facilement par action à froid du chlorure de méthane sulfonyle sur les alcools en solution dans la pyridine.

Dans l'action des bases sur les esters sulfoniques, le comportement de l'alcool secondaire à reste aliphatique II*b*, s'apparente encore étroitement à celui de l'alcool primaire II*a* puisque le reflux de son méthane sulfonate dans KOH isoamylique fournit quantitativement de l'éthyl-9 anthracène, IV*b*, $C_{16}H_{14}$, F_{inst} 59° [F d'après (9) 59°] sans qu'il soit possible d'isoler le composé intermédiaire III*b*. Toutefois, nous avons constaté ici que l'utilisation du tertiobutylate de potassium faisait apparaître la réaction concurrente d'agrandissement de cycle dans une proportion qui varie d'ailleurs beaucoup avec le solvant utilisé. En effet, on sépare après chromatographie 1,5 % de produit transposé, V*b*, à côté de 92 % d'éthyl-9 anthracène, IV*b*, lorsqu'on opère au reflux de $(CH_3)_3COH$ et 10 % de V*b* à côté de 80 % de IV*b* lorsqu'on opère au reflux du benzène (il se forme en outre dans les deux cas quelques pour-cent d'anthraquinone).



VIII



a' : liaison quasi-axiale
e' : " quasi-équatoriale

Une telle constatation était inattendue car on pouvait supposer qu'une base plus forte que la potasse isoamylique favoriserait au moins autant le mécanisme d'élimination du type bimoléculaire (E_2) aboutissant à IV*b* (voie A) qui paraît vraisemblable dans ces conditions. Bien que des conclusions certaines ne puissent être tirées de nos résultats en l'absence d'une analyse cinétique détaillée, l'interprétation suivante nous paraît pouvoir en être proposée. Si l'on admet que la formation de l'éthyl-9 anthracène, IV*b*, résulte d'une attaque nucléophilique de la base sur l'atome d'hydrogène méso vraisemblablement orienté en position quasi-équatoriale très encombrée (10) (*voir* schéma), on peut s'expliquer l'apparition du produit transposé par un effet d'encombrement stérique de la base, l'augmentation du volume de celle-ci venant retarder le processus d'élimination (voie A) au profit du processus de transposition (voie B) [*voir* (11)].

Enfin dans le cas du méthane sulfonate de l'alcool à reste aromatique, II*c*, on n'observe plus de transformation intégrale en dérivé anthracénique IV*c*, quel que soit le réactif basique utilisé. Avec les bases usuelles, peu encombrantes, l'élimination normale (voie A) est largement concurrencée par la substitution, qui aboutit à des éthers difficilement cristallisables. Ainsi, tandis que par KOH isoamylique on n'isole que 14 % de benzyl-9 anthracène, IV*c*, le traitement par C_2H_5ONa au reflux de l'éthanol fournit 36 % de IV*c*, à côté de 52 % d'éther éthylique du phényl dihydro-9.10 anthryl-9 carbinol, $C_{23}H_{22}O$, prismes massifs incolores, F_{tube} 78-79°.

Avec le tertiobutylate de potassium, c'est la transposition (voie B) qui vient concurrencer l'élimination normale (voie A) et ceci d'une manière beaucoup plus marquée que dans le cas du dérivé méthylé puisqu'on obtient 69 % [au reflux de $(CH_3)_3COH$] et même 89 % (au reflux du benzène) de produit transposé, V*c*, à côté de benzyl-9 anthracène, IV*c* (27 et 11 %). Là encore, il est permis de supposer que c'est l'accroissement de l'encombrement de la base qui perturbe le cours normal de l'élimination.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) J. Rigaudy et P. Tardieu, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1347.
(2) E. L. May et E. Mosettig, *J. Amer. Chem. Soc.*, 70, 1948, p. 688.
(3) A. Horeau et J. Jacques, *Bull. Soc. Chim.*, 1946, p. 71.
(4) J. Colonge, J. Sibeud et P. Boisdé, *Bull. Soc. Chim.*, 1953, p. 767.
(5) J. W. Cook, *J. Chem. Soc. London*, 1926, p. 2166.
(6) J. Rigaudy et L. Nédélec, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 1287.
(7) C. Prévost et Ou Kiun Houo, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 1661.
(8) J. Rigaudy et J. M. Farthouat, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 1268.
(9) F. Krollpfeiffer et F. Branscheid, *Ber.*, 56, 1923, p. 1618.
(10) A. H. Beckett et B. A. Mulley, *J. Chem. Soc. London*, 1955, p. 4159.
(11) H. C. Brown, I. Moritani et Y. Okamoto, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 2193.

MINÉRALOGIE. — *La wölsendorfite, nouvelle espèce uranifère.*

Note de M. **Jean Protas**, présentée par M. Charles Mauguin.

Une étude détaillée de spécimens de fourmariérite, provenant de différents gisements, nous a montré que deux espèces distinctes étaient confondues sous cette dénomination : la fourmariérite, $PbO.4UO_3.5H_2O$ (1), trouvée seulement dans le gîte de Shinkolobwé, Katanga, et une nouvelle espèce minérale, de formule $(Pb, Ca)O.2UO_3.2H_2O$, que nous avons nommée wölsendorfite, d'après la localité où elle a été rencontrée pour la première fois.

Propriétés physiques. — Ce minéral se présente en masses cristallines, sans formes définies, rouge vif, remplissant des fissures de la fluorite à Wölsendorf (Bavière); en croûtes cristallines, rouge orangé, sur la pechblende du Grand Lac de l'Ours (Canada); en petits sphérulites, rouge orangé, accompagnant la

pechblende de Kerségalec, Lignol (Morbihan); en petits nodules radiés, rouge carmin, avec les minéraux secondaires d'uranium de Shinkolobwé (Katanga).

La wölsendorfite possède un bon clivage suivant (001). La densité mesurée sur 100 mg de produit trié, exempt de fluorine, est de $6,8 \pm 0,1$. Les mesures des deux indices d'une lame de clivage, déterminés dans les mélanges soufre-sélénium, donnent les valeurs suivantes :

$$n_1 = 2,09 \pm 0,01,$$
$$n_2 = 2,05 \pm 0,03.$$

Le minéral appartient au système orthorhombique, avec les paramètres :

$$a = 11,95 \pm 0,05 \text{ Å},$$
$$b = 13,99 \pm 0,07 \text{ Å},$$
$$c = 7,02 \pm 0,05 \text{ Å}.$$

Les raies caractéristiques du diagramme de poudre sont (*d* en Å) :

6,93(F); 6,02(m); 3,51(mF); 3,47(F.FF); 3,13(F); 3,09(FF); 2,75(m) ; 2,45(m, large); 2,25(m); 2,14(f, large); 2,01(m); 1,998(f); 1,896-1,884(m, très large); 1,748-1,732(m, très large); 1,699(mf); 1,681(mf); 1,658(mf).

Propriétés chimiques. — L'analyse qualitative microchimique montre une forte proportion de plomb et d'uranium. Une analyse spectrographique, effectuée au Laboratoire de Spectrographie du Commissariat à l'Energie Atomique, mentionne de plus, la présence de calcium en proportions dosables. L'analyse effectuée sur 120 mg du minéral de Wölsendorf, donne les résultats suivants :

	I.	II.
Ins. NO_3H	0,48	–
CaO	1,24	1,25
PbO	23,14	23,51
UO_3	69,80	70,88
H_2O	4,30	4,36
	98,96	100,00

I, analyse du minéral de Wölsendorf; II, après déduction de l'insoluble et calcul à 100.

Le contenu atomique de la maille élémentaire, déduit de cette analyse, des paramètres et de la densité, est le suivant :

$$Ca_{1,07}Pb_{5,06}U_{11,90}O_{42,83}.11,6H_2O.$$

Le calcul d'erreur montre que la formule s'accorde avec la composition

$$CaO.5PbO.12UO_3.12H_2O; \quad \text{avec} \quad Z = 1.$$

La wölsendorfite $(Pb, Ca)O.2UO_3.2H_2O$ peut être considérée comme identique au diuranate de plomb dihydraté synthétique $PbO.2UO_3.2H_2O$, avec un remplacement isomorphique du plomb par le calcium.

([1]) H. BRASSEUR, *Bull. Soc. roy. Sc.*, Liége, 6, 1941, p. 369-372; *Bull. Soc. roy. Sc.*, Liège, 12, 1946, p. 523-526; *Dana's system of Mineralogy*, 6e éd., p. 628-629; C. FRONDEL, D. RISKA et J. W. FRONDEL, *Geol. Surv. Bull.*, 1036 G, p. 113.

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *La structure du ferrite dicalcique et de la brownmillerite.* Note de MM. **FÉLIX BERTAUT**, **PIERRE BLUM** et Mlle **AUGUSTA SAGNIÈRES**, présentée par M. Charles Mauguin.

Fe_2O_3, 2CaO et $Fe_{2-x}Al_xO_3$, 2CaO ($0 < x < 4/3$; $x = 1$ dans la brownmillerite) cristallisent dans le groupe d'espace D_{2h}^{16} — P*cmn*. Des couches d'octaèdres alternent avec des couches de tétraèdres selon l'axe *b*, le plus long. Ca est logé dans de grandes cavités du réseau d'atomes d'oxygène. La structure a été résolue grâce à la méthode statistique.

Cette Note fait suite à notre étude du système Fe_2O_3 — CaO [*cf.* structure de R_2CaO_4, R = Fe, Cr, V ([1])]. Nous décrivons ici une structure nouvelle, celle de Fe_2O_3, 2CaO. Cette substance, ainsi que les produits isomorphes $Fe_{2-x}Al_xO_3$, 2CaO ($0 < x < 4/3$) dont le composé Fe_2O_3, Al_2O_3, 4CaO ($x = 1$) est connu sous le nom de brownmillerite, sont des constituants essentiels du ciment de Portland. Les paramètres de la maille orthorhombique de Fe_2O_3, 2CaO sont :

$$a = 5{,}64\ \text{Å}; \quad b = 14{,}68\ \text{Å}; \quad c = 5{,}39\ \text{Å}; \quad U = 446{,}7\ \text{Å}^3.$$

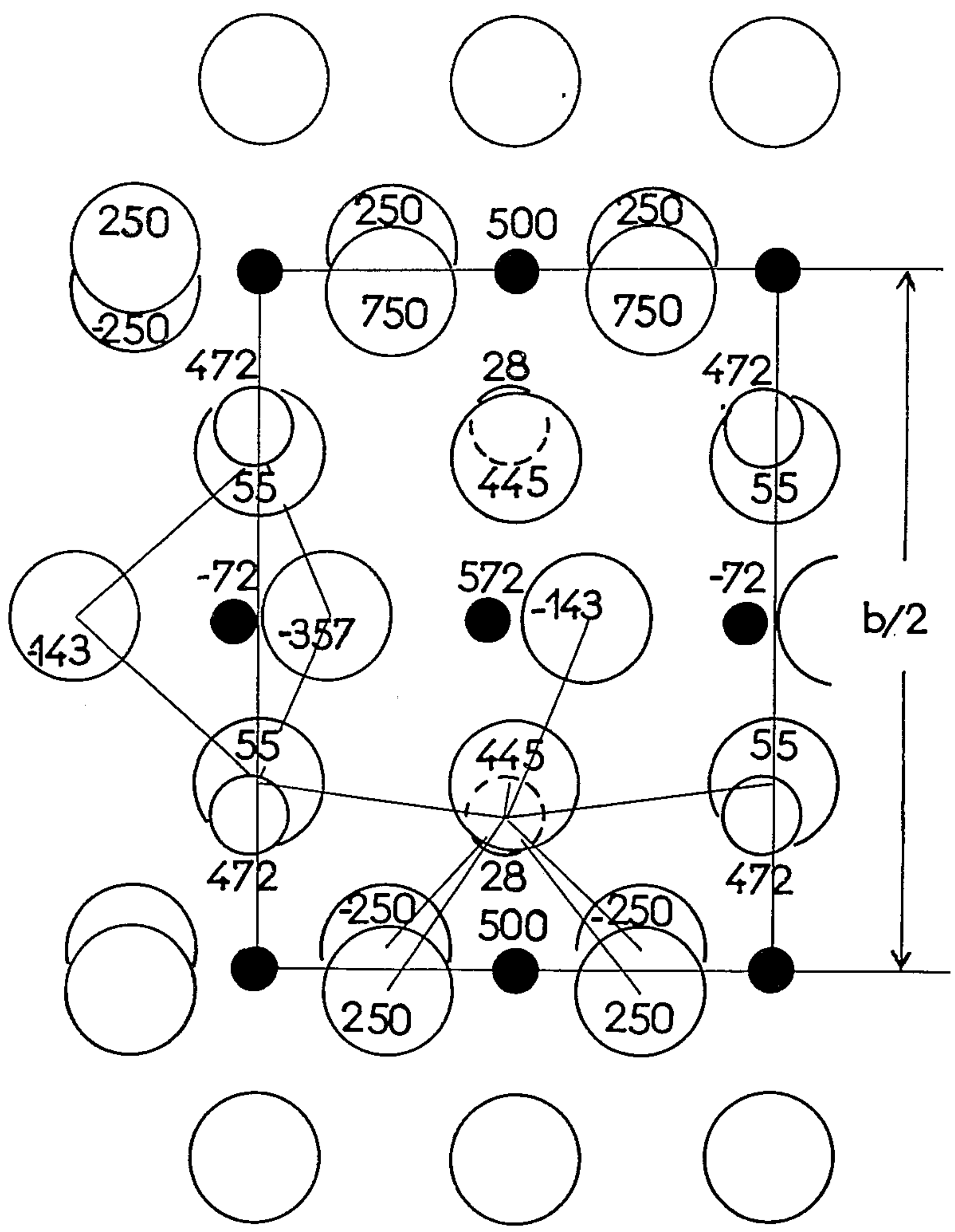
La densité est $D_x = 4{,}06$. Les paramètres de la brownmillerite sont :

$$a = 5{,}58\ \text{Å}; \quad b = 14{,}50\ \text{Å}; \quad c = 5{,}34\ \text{Å}; \quad U = 432{,}1\ \text{Å}^3; \quad D_x = 3{,}73.$$

A ces composés Büssem et Eitel ([2]) ont assigné le groupe d'espace I*mma* que Cirilli et Burdese ([3]) ont confirmé. C'est probablement pour cette raison que leurs essais de résoudre la structure n'ont pas abouti. En effet, nous avons trouvé un grand nombre de taches faibles, pour lesquelles $h + k + l = 2n + 1$. Cela contredit le groupe de translation I. Les règles d'extinction — $hk0$ n'existe qu'avec $h + k = 2n$; $0kl$ n'existe qu'avec $l = 2n$ — indiquent que les groupes d'espace probables sont D_{2h}^{16} — P*cmn* et C_{2v}^{2} — P*cn*. Le fait que les raies ($h + k + l = 2n$) sont les plus fortes, montre l'existence d'une pseudo-symétrie qui, dans notre choix d'axes, est celle du groupe I*bmm*. La pseudo-symétrie infirme souvent les preuves habituelles de l'existence d'un centre de symétrie. Mais la méthode statistique permet d'en rendre compte et de montrer qu'il y a un centre de symétrie, éliminant le groupe P*cn* et confirmant le groupe P*cnm*.

Nous avons normalisé les facteurs de structure, en négligeant les raies faibles ($h + k + l = 2n + 1$) et nous avons trouvé les signes des réflexions les plus fortes ($hk0$) par la méthode statistique de détermination de signes relatifs ([4])

laquelle n'exige la connaissance préalable d'aucun signe. La série de Fourier, construite avec les 15 facteurs de structure les plus forts permet déjà de reconnaître les caractères essentiels de la structure. C'est une structure en couches typique, pseudoquadratique, dans laquelle une couche d'octaèdres d'oxygène alterne selon l'axe *b* avec une couche de tétraèdres, ces polyèdres n'ayant que des sommets communs et Ca étant logé dans les grandes cavités du réseau d'atomes d'oxygène.



Fe(Al) ●; Ca ○; O ◯.

Dans la figure nous avons représenté la moitié de la maille, en projection selon *c*, limitée par les côtés *a* et *b*/2. Les cotes sont en millièmes de *c*.

Les atomes de Fe se partagent en deux catégories; l'une occupant les sites octaédriques 4*a*, l'autre occupant les sites tétraédriques 4*c* (*cf.* partie gauche de la figure). Ca en 8*d* a neuf voisins d'oxygène (cf. *fig.*, cotes 55, 55, 445,

— 555, — 143, ± 250, ± 250, ± 250) dont un atome (cote — 555) est trop loin [d(CaO) = 3,26 Å] pour participer effectivement à la liaison. Nous avons déjà rencontré cette circonstance dans une étude antérieure (1) (5).

Le fait que les cotes z des atomes de Fe en $4c$ et de Ca en $8d$ sont respectivement voisines de 0 et 500 explique la pseudosymétrie observée. Les correspondances entre les positions du groupe vrai P*cmn* et le groupe pseudosymétrique I*bmn* sont figurées dans le tableau suivant (notations des tables internationales) :

	Positions dans	
Ions.	P*cmn*.	I*bmm*.
Fe_I	$4a$	$4a$
Fe_{II}	$4c$	$4e$
Ca	$8d$	$8b$

Les coordonnées de seconde approximation sont Fe_I en $4a$(0, 0, 0); Fe_{II} en $4c$(— 0,072; 0,250; — 0,055); Ca en $8d$(0,028; 0,012; 0,480); O_I en $8d$(0,250; — 0,015; 0,250); O_{II} en $8d$(0,055; 0,133; 0,000); O_{III} en $4c$(— 0, 143; 0,250; 0,630).

Un Mémoire plus détaillé paraîtra ailleurs.

(1) E. F. Bertaut, P. Blum et G. Magnano, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 757; *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.*, 79, 1956, p. 536-561.

(2) *Z. Krist.*, 95, 1936, p. 175.

(3) *Ric. Scient.*, 21, 1951, p. 392.

(4) E. F. Bertaut, *Bull. Soc. Fr. Min. Crist.*, 79, 1956, p. 392.

(5) E. F. Bertaut et P. Blum, *Acta Cryst.*, 9, 1956, p. 121.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur l'évolution structurale et morphologique de la dépression du Rhâb et du Bas-Oronte* (*Syrie*). Note de M. **Étienne de Vaumas**, présentée par M. Charles Jacob.

Le Rhâb est une dépression profonde qui, entre le Djebel Ansarieh septentrional et le Djebel Zaouiyé, est occupée par des marais. Il se poursuit, vers le Nord par la gouttière du Bas-Oronte, située entre le Kosséir et le Djebel Oustani, et vers le Nord-Nord-Est par celle du Rouj. Au Sud, il est flanqué vers l'Est par la cuvette d'Acharné dont l'altitude est à peu près semblable à la sienne.

La stratigraphie maintenant bien connue (1), aussi bien que la structure et la morphologie me permettent d'en retracer l'évolution avec exactitude.

1° C'est durant les phases orogéniques des grands massifs levantins à la fin du Crétacé et au début du Tertiaire (du Turonien, de l'Éocène inférieur, de l'Oligocène et du Burdi-

galien) que le Rhâb apparaît. Il est constitué alors par un large synclinal bordé, à l'Ouest par le Djebel Ansarieh et le Kosséir, et à l'Est, par le Djebel Zaouiyé et le Djebel Oustani. Il est fermé au Sud et descend vers l'Amouk où il s'ouvre largement. Ce profil longitudinal découle du fait que la transgression vindobonienne n'intéresse que la partie la plus septentrionale de la Syrie; cette transgression s'est avancée dans la région du Bas-Oronte et dans le couloir du Nahr el Kébir, mais non dans le Rhâb, plus élevé que ceux-ci.

2° Au Pontien, l'orogénèse se déploie à nouveau et la situation reste la même. La transgression plaisancienne entre dans la dépression du Bas-Oronte, mais seulement jusqu'à mi-distance du Rhâb actuel. L'orientation que prendra également au Pliocène la grande coulée basaltique, émise par le Djebel Hélou, prouve aussi que le Rhâb ne formait alors qu'une dépression insignifiante. Du Djebel Hélou au Djebel Zaouiyé, le rebord du socle syrien était très élevé et le synclinal du Rhâb n'en constituait qu'un accident superficiel séparant le Djebel Zaouiyé du Djebel Ansarieh.

Ici, comme au Liban, au Djebel Ansarieh et dans la Syrie intérieure, le Pontien se termine par une pénéplanation très poussée ([2]). Les grandes orientations orographiques acquises demeurent, mais le relief est complètement usé et les parties les plus basses en sont envahies au début du Pliocène par la transgression plaisancienne.

3° C'est seulement à l'Astien et surtout au Villafranchien que la structure et le relief retrouvent toute leur vigueur, avec deux grandes phases : A. Une phase de plissement qui reconstitue les massifs pénéplanés au Pontien. Elle est coupée elle-même par un épicycle d'érosion dont on trouve des traces dans les régions environnantes ([3]) et auquel il faut sans doute rapporter les poudingues signalés par C. Voûte au Sud de Nahr el Bared et près de Tell Amqiyé ([4]); B. Une phase d'effondrement où apparaissent les grandes cassures (fracture occidentale du Rhâb, fracture libano-syrienne). Le synclinal primitif conserve son allure plissée dans la dépression du Bas-Oronte où la faille Ouest du Rhâb joue même en sa faveur et au détriment du massif du Kosséir; par contre, il se transforme en fossé dans le Rhâb lui-même. Cet effondrement marque en même temps un abaissement de tout l'ancien nœud orographique situé entre le Djebel Helou et le Djebel Zaouiyé et auquel succède la cuvette très déprimée d'Acharné. Le Rhâb et la dépression du Bas-Oronte sont transformés en un grand bassin fermé par suite de la subsidence qui joue au maximum au Sud, comme une conséquence aussi de l'apparition à hauteur du Djebel Oustani septentrional d'une culmination transversale qui obture cette dépression au Nord.

4° Au Quaternaire, ce bassin est occupé par un grand lac qui, sur 100 km, y laisse des couches d'une centaine de mètres d'épaisseur (lacustre inférieur) ([5]). C'est en fonction de ce niveau de base qu'a été vraisemblablement façonnée la banquette d'érosion qui se trouve au pied du Djebel Zaoiuyé méridional.

A ce grand lac, succède un petit lac dont l'étendue est beaucoup plus restreinte puisqu'elle correspond à peu près à la surface des marais de l'heure actuelle, la dépression du Bas-Oronte ayant été annexée dans l'intervalle au drainage exoréique. Ce lac a laissé aussi des dépôts abondants (lacustre supérieur).

Des émissions volcaniques interviennent alors à la limite septentrionale du Rhâb et les laves recouvrent les reliefs et les couches dont il vient d'être question ([6]).

Depuis lors, les failles n'ont cessé de jouer, accentuant la subsidence du Rhâb qui atteint son maximum dans la partie méridionale de celui-ci. Le lacustre inférieur est déformé, il est même recoupé ainsi que la banquette d'érosion qui bordait le grand lac, par la fracture libano-syrienne. Le lacustre supérieur et la nappe basaltique sont eux aussi déformés ; Les cônes de déjection qui s'étendent au pied du Djebel Ansarieh sont assez volumineux au Nord où ils montrent même deux stades de formation : cônes anciens à gros éléments cimentés et à pente raide; cônes récents à éléments fins et largement étalés. Au Sud au

contraire, malgré l'escarpement beaucoup plns fort de la montagne et son altitude plus élevée, les cônes anciens n'existent pas et les cônes récents sont de volume relativement faible. Tout se passe comme s'ils étaient entraînés au Sud sous les marais lors de leur formation. Enfin, une basilique byzantine, située sur le bord même du Djebel Zaouiyé, a été complètement détruite; rien ne montre mieux que la fracture libano-syrienne a joué jusqu'à l'heure actuelle.

Conclusions. — Ainsi retracée, l'évolution du Rhâb attire l'attention sur un certain nombre de points importants. Le rebord du socle syrien est resté très élevé entre le Djebel Helou et le Djebel Zaouiyé jusqu'à la fin du Villafranchien. La cuvette d'Acharné n'est apparue qu'à cette époque qui est également celle où ont commencé à jouer les grandes fractures dont l'activité n'a jamais cessé depuis lors. Le Quaternaire a été marqué par deux épisodes lacustres. Enfin, l'inexistence des lacustres inférieur et supérieur, de même que des laves, dans le Rouj, montre, non pas que celui-ci ne préexistait pas, mais que son profil longitudinal était en pente très raide du Nord vers le Sud où il se confond avec le Rhâb. Son abaissement longitudinal est donc postérieur non seulement aux deux lacs dont les eaux n'ont pas pu y pénétrer, mais encore aux coulées basaltiques qui sont demeurées à l'entrée.

(1) Travaux de L. Dubertret et de C. Voûte que nous suivons ici dans ce domaine.

(2) E. de Vaumas, *Comptes rendus*, 228, 1949, p. 257 et 326; 242, 1956, p. 1632; *le Liban. Étude de géographie physique*, *Thèse*, Paris, 1954; *Bull. Soc. Géogr. d'Égypte*, 1956, 29, p. 181-262, fig., cartes, planches.

(3) E. de Vaumas, *loc. cit.*

(4) C. Voûte, *Some geological observations in the Ghab-area (Northern Syria)*, Koninkl. Nederl. Akademie van Wetenschappen; *Proceedings*, series B, 56, n° 2, 1953, p. 193-198.

(5) Ce lacustre a été attribué jusqu'ici au Pontien, alors que nous le datons du Quaternaire, ainsi que nous le préciserons ultérieurement.

(6) E. de Vaumas, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 539 et 660.

MICROSCOPIE ÉLECTRONIQUE ET MICROPALÉONTOLOGIE. — *Application de la technique d'empreintes de carbone à la systématique des Coccolithophoridés fossiles.* Note (*) de MM. **Georges Deflandre** et **Louis Durrieu**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Les aspects de détails reconnus grâce à la technique d'empreintes de carbone permettent de préciser et de rectifier l'attribution générique de deux Coccolithophoridés lutétiens, *Discolithus dupouyi* et *D. oculus-electræ* Deflandre et Fert 1952, qui seront désormais classés dans le genre *Cribrosphærella* Defl.

Depuis la parution, ici même (1), des premières électromicrographies de coccolithes fossiles, des progrès considérables ont été réalisés. Cependant, G. Deflandre et Ch. Fert ont signalé (2) une difficulté résidant dans

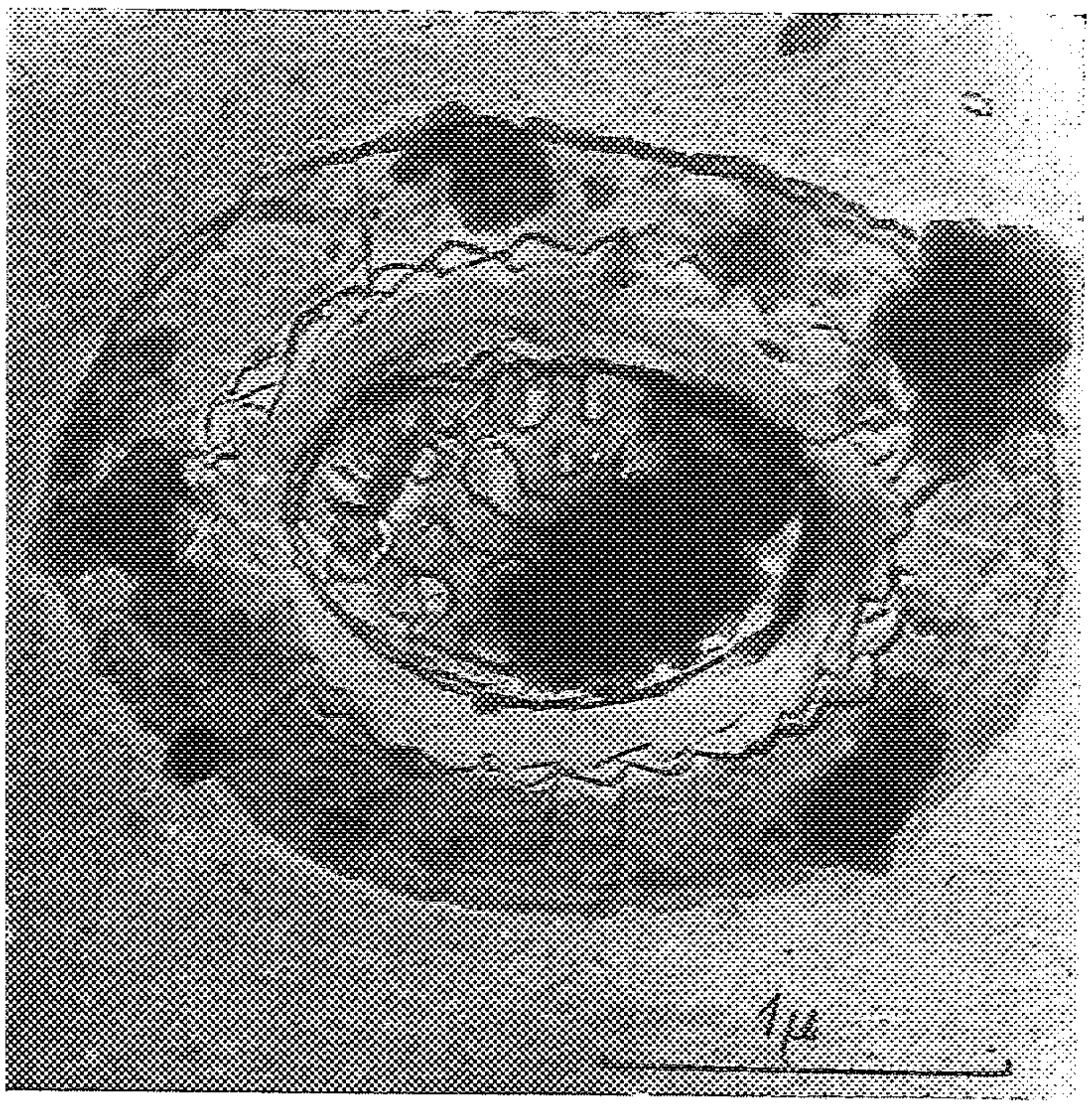


Fig. 1.

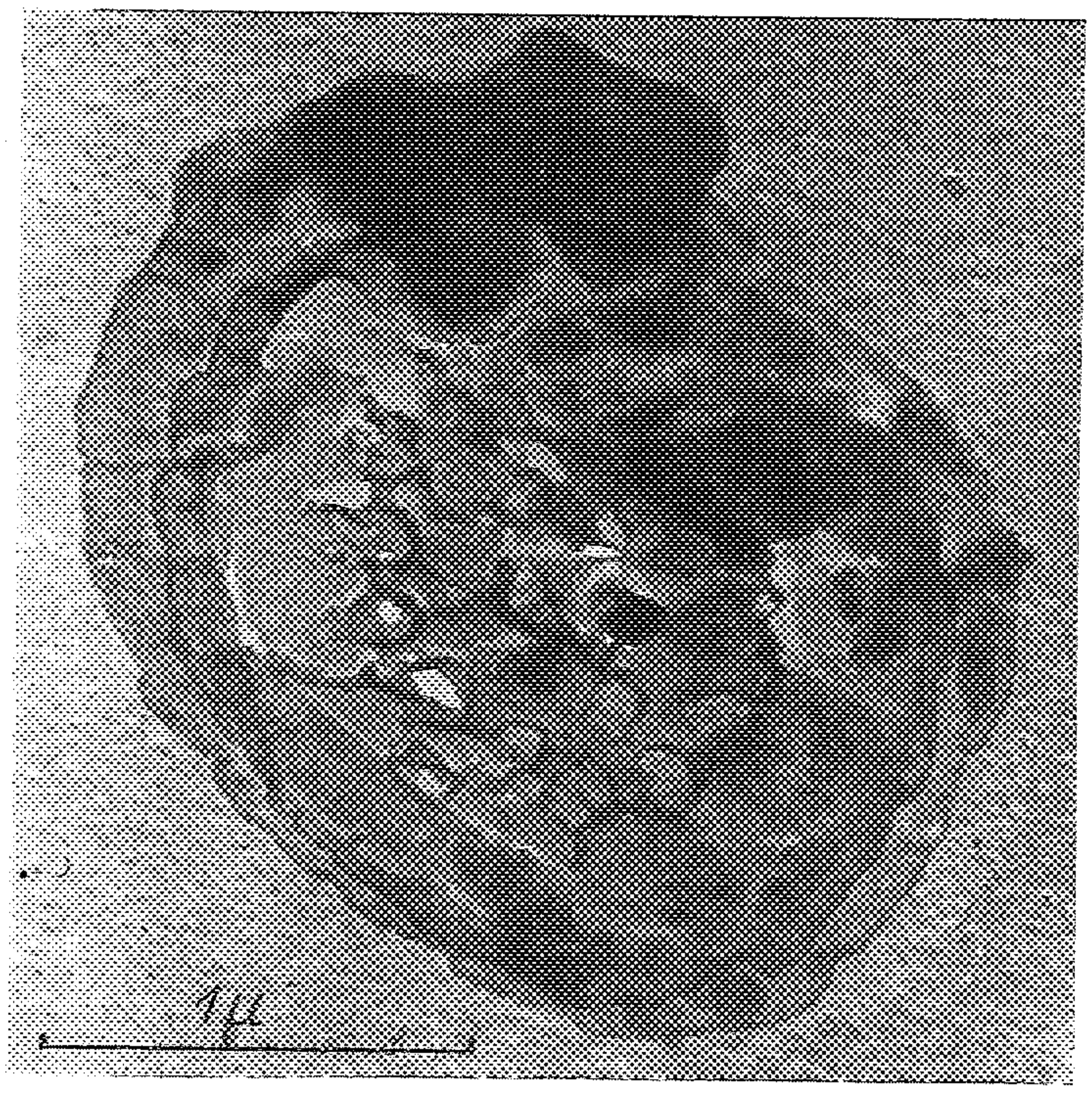


Fig. 2.

Fig. 1 et 2. — Électromicrographies d'empreintes de carbone de coccolithes fossiles. 1. *Cribrosphærella dupouyi* (Defl. et Fert) comb. nov.; 2. *Cribrosphærella oculus-electræ* (Defl. et Fert) comb. nov. Lutétien, Donzacq, Landes.

l'épaisseur de nombreux coccolithes, dont la partie centrale, opaque au faisceau d'électrons, donne des images insuffisamment caractéristiques. Cet écueil peut être tourné grâce à la technique des empreintes de carbone, dont l'application à ce problème particulier a été mise au point par l'un de nous depuis un certain temps déjà.

Sur une lame de verre propre, on forme, par évaporation sous vide, une couche d'argent de 500 Å. En évitant de rayer cette couche, on dépose sur la lame une goutte de liquide contenant en suspension les Coccolithophoridés. La lame est mise sous vide, et l'on condense à sa surface un film de carbone suivant la technique de D. E. Bradley ([3]). L'épaisseur convenable varie de 100 à 300 Å. Il est quelquefois utile d'utiliser une incidence oblique.

L'argent est ensuite éliminé par l'acide nitrique à 75 %, et les Coccolithophoridés par l'acide chlorhydrique à 50 %. L'empreinte libérée est prête à l'examen.

La même technique convient pour d'autres objets en changeant, s'il y a lieu, le solvant (acide fluorhydrique pour les diatomées par exemple).

Les électromicrographies données ici (*fig.* 1, 2) concernent deux espèces de Coccolithophoridés du Lutétien de Donzacq (Landes) dont des représentations avaient été données en 1952 (*loc. cit.*, *fig.* 1, 2) et en 1954 (*loc. cit.*, *pl.* XIV, *fig.* 1, 2, 9 à 12 et texte *fig.* 21, 22). Ces deux formes avaient été classées dans le manipule (ou genre) *Discolithus*, faute d'indications précises sur leur exacte structure. Toutefois les auteurs avaient déjà fait la remarque ci-après : « la connaissance de l'aspect en vue latérale de *D. dupouyi* et de *D. oculus-electræ* conduira peut-être à les classer dans le manipule *Tremalithus* ».

Grâce aux détails obtenus maintenant, il est possible d'établir la disposition des diverses parties constituantes de ces deux espèces et d'en reconstituer la vue latérale. On reconnaît, en effet, la présence autour du crible central d'un court élément tubulaire portant deux limbes pétalés elliptiques de taille légèrement différente. Cette disposition structurale, qui est celle d'un trémalithe à aire centrale criblée, est caractéristique du genre *Cribrosphærella* Deflandre 1952 ([4]). Ainsi les deux formes en question doivent être classées dans ce genre sous les noms de *Cribrosphærella dupouyi* (Deflandre et Fert) et *Cribrosphærella oculuselectræ* (Deflandre et Fert) comb. nov.

Il y aura lieu, désormais, d'utiliser régulièrement la technique des empreintes de carbone ([5]), seule actuellement capable de renseigner sur la structure des coccolithes dont l'épaisseur transforme en de simples silhouettes les images obtenues dans les conditions habituelles de la microscopie électronique par transmission.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) G. Deflandre et Ch. Fert, *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 2100.

([2]) *Ann. Paléont.*, 40, 1954, p. 9-10.

([3]) *Brit. Appl. Phys.*, 5, 1954, p. 65.

([4]) *In* J. Piveteau, *Traité de Paléontologie*, 1, p. 111.

([5]) Évoquant nos travaux, G. Downie et R. W. K. Honeycombe ont aussi, récemment, attiré l'attention sur l'intérêt de cette méthode (*Nature*, *London*, 177, 1956, p. 947), que T. Braarud et ses collaborateurs viennent d'appliquer aux formes actuelles (inéd.).

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École Pratique des Hautes Études*, *Paris*, *et Laboratoire d'Optique électronique du C. N. R. S.*, *Toulouse.*)

GRAVIMÉTRIE. — *Imperfection de l'équilibre isostatique au Sahara.* Note de M. Jean Lagrula, présentée par M. Pierre Lejay.

L'exploration gravimétrique du Sahara est assez avancée pour permettre des conclusions générales, qui sont les suivantes :

1° Tout d'abord, le fait d'apporter aux résultats une correction isostatique diminue très notablement les résidus; c'est là une confirmation de plus d'une constatation valable à l'échelle mondiale et qui concerne l'existence incontestable de masses de compensation;

2° D'une manière très systématique, les anomalies isostatiques sont en liaison avec les terrains de surface; elles sont positives là où ils sont denses, négatives là où ils sont légers;

3° Il existe des zones très vastes, de l'ordre de 500 000 km^2, où les anomalies isostatiques gardent le même signe.

A la conclusion n° 2 semblait liée la possibilité d'annihiler les résidus par une « correction géologique »; mais cet espoir est partiellement déçu : en effet, la zone négative, c'est-à-dire la majeure partie des formations sédimentaires, comprend, à cause de son immensité d'une part et de la faiblesse de son relief d'autre part, des régions où la correction isostatique est indépendante de la façon dont on la calcule (du schéma adopté) et sensiblement égale à la correction de plateau changée de signe; si, pour de telles régions, nous modifions la correction de plateau en tenant compte de la géologie, nous devons, eu égard à l'hypothèse de l'équilibre, modifier de la même quantité, changée de signe, la correction isostatique; dans ces zones-là, la correction géologique totale (y compris la compensation), est nulle, et nous n'avons aucun espoir de venir à bout de nos résidus (un tel espoir subsiste pour des bassins sédimentaires de dimensions restreintes, comme celui du Hodna par exemple, mais la démonstration du fait que l'équilibre n'est pas rigoureux en une région invite évidemment à généraliser).

En tenant compte des valeurs moyennes des anomalies positives et négatives, on peut évaluer à 10^8 t-m au moins l'effort tranchant auquel serait soumise l'écorce terrestre le long de la démarcation des zones (positive et négative) si d'autres forces que la pesanteur n'entraient en ligne de compte. Cette estimation est supérieure à celles qui ont été faites ailleurs (1) (au maximum 3.10^7 t-m à ma connaissance). Mais on ne saurait exclure l'intervention d'actions tectoniques dont la composante verticale rétablirait partiellement l'équilibre.

Quoi qu'il en soit, s'il ne semble plus permis d'espérer trouver une image de l'écorce terrestre valable au Sahara et strictement conforme à l'équilibre, il n'en reste pas moins que les anomalies isostatiques y sont tout à fait représentatives de la structure (tandis que les anomalies de Bouguer ne le sont aucunement); et même, aussi paradoxal que cela puisse paraître au premier abord, elles le sont plus que si l'équilibre était parfait : en ce cas en effet, dans la région centrale d'une vaste zone homogène, elles seraient nulles, alors qu'en fait elles ne le sont pas et dépendent de la densité des couches superficielles. On peut exprimer cette particularité par la formule approchée suivante : la correction géologique ne doit pas comporter de compensation.

(1) Y. Crenn, *Ann. Géophys.*, 12, n° 3, 1956, p. 209.

MAGNÉTISME TERRESTRE. — *Sur l'aimantation des roches volcaniques de l'Estérel.* Note de M. **Alexandre Roche**, transmise par M. Charles Maurain.

Les directions d'aimantation observées se présentent de manière très différente. Pour des Pyromérides et des Dolérites d'âge Permien l'inclinaison de l'aimantation est très faible et le sens d'aimantation est inversé. Pour l'Estérellite dont l'âge n'est pas établi avec certitude, l'aimantation est de sens normal et a une inclinaison analogue à celle rencontrée habituellement dans les roches tertiaires et quaternaires.

Des études préliminaires (1) nous ayant montré l'intérêt présenté par les Pyromérides de l'Estérel, nous avons effectué dans cette région une récolte d'échantillons orientés de diverses roches volcaniques aux lieux indiqués ci-après.

Ces roches sont désignées d'après la classification établie par P. Bordet (2).

Rhyolite R 3.........	Cap du Drammont
Pyroméride R 4......	Carrière-Crête de Petit Défend
Rhyolie R 7.........	Cap des Lions
Dolérite............	Affleurement à 1,5 km au Nord-Est de Saint-Raphaël
Estérellite..........	Carrière des Cou
	» Prola
	» du Drammont

Pour chacun des lieux de récolte, les échantillons ont été prélevés à plusieurs dizaines de mètres de distance les uns des autres et autant que possible à des niveaux différents.

L'aimantation permanente des échantillons a été déterminée au laboratoire et la stabilité de cette aimantation vérifiée par la méthode de retournement dans le champ terrestre ([3]).

Nous avons ensuite procédé à un chauffage à 300° suivi de refroidissement en champ nul d'échantillons de Pyroméride, de Dolérite et d'Estérellite. Aucune variation de l'aimantation n'a été constatée. Les résultats obtenus sont les suivants :

		Inclinaison.	Déclinaison.	Stabilité.
Pyroméride R 4	1	— 3°	24° Est + 180°	Stable
	2	+ 2	26 » + 180	»
	3	+ 1	36 » + 180	»
	4	0	27 » + 180	»
	5	— 4	36 » + 180	»
Dolérite	1	— 3	17° Ouest + 180	Douteux
	2	+ 7	0 + 180	»
	3	+ 3	2 Est + 180	Stable
Estérellite Cou	1	+42	24° Ouest	Stable
	2	+51	25 Est	»
	3	+45	5 »	Instable
	4	+47	8 Ouest	»
	5	+53	7 Est	Douteux
Estérellite Prola	1	+51	4 Ouest	Instable
	2	+55	18 »	»
Estérellite Drammont	1	+53	22 »	Stable
	2	+58	21 »	Instable

Les échantillons de Rhyolite R_3 et R_7 ont présenté une aimantation trop faible pour être déterminable à l'aide de notre appareil de mesure.

Discussion des résultats obtenus. — 1. *Pyromérides et Dolérites.* — Elles sont bien datées et d'âge Permien. Or, les diverses zones de l'Estérel ont été affectées par des failles et plus ou moins basculées à la fin de l'ère Primaire. Dans la zone de nos prélèvements, les couches de terrain présentent actuellement une inclinaison de 15° par rapport à l'horizontale, la pente descendant vers le Sud ([2]).

Pour obtenir la direction primitive de l'aimantation de la roche en place, les résultats obtenus doivent être corrigés des effets du basculement; l'inclinaison réelle initiale de l'aimantation était donc de — 16° pour la moyenne des échantillons de Pyroméride, de — 13° pour la moyenne des échantillons de Dolérite. L'influence de cette correction est insignifiante pour la déclinaison dont la valeur moyenne est 30° Est + 180° pour les Pyromérides, 5° Ouest + 180° pour les Dolérites.

Nous trouvons ici de nouveaux exemples d'inversions du sens de l'aimantation, inversions fréquemment constatées pour les roches du Néogène [4],[5].

Le fait le plus remarquable est l'existence d'aimantations de directions presque horizontales qui différencient absolument les roches Permiennes de l'Estérel des roches Tertiaires ou Quaternaires. Pour celles-ci les valeurs de l'inclinaison ne s'écartent jamais beaucoup de celles du champ terrestre actuel : dans le Massif Central où nous avons étudié plus de 100 coulées dont les âges s'échelonnent depuis l'Oligocène jusqu'au Quaternaire récent, les inclinaisons observées varient de 55 à 70° pour le Pléistocène et le Villafranchien, de 37 à 70° pour l'Oligocène, le Miocène et le Pliocène.

Les résultats que nous venons d'obtenir dans l'Estérel doivent être rapprochés des observations de K. M. Creer sur des roches volcaniques de Grande-Bretagne (séries de l'Exeter) [6] : l'aimantation mesurée est là aussi de caractère inversé et d'inclinaison très faible.

Le fait que des aimantations de directions analogues soient rencontrées pour des roches de textures très différente (Pyromérides et Dolérites) ou prélevées à des distances considérables (Exeter et Estérel) établit le caractère général du phénomène qui ne peut être attribué à une cause locale ni à une structure minéralogique particulière.

2. *Estérellites.* — L'âge de cette roche n'est pas déterminé avec certitude. P. Bordet estime que sa mise en place s'est effectuée avant le Werfénien [2]. Albert Michel-Lévy est favorable à l'idée d'un âge tertiaire [7]. Nous nous bornerons aux constatations suivantes :

L'affleurement de la carrière des Cou d'une part, ceux des carrières Prola et du Drammont d'autre part, sont situés à une distance de 5 km et appartiennent à des compartiments différents séparés par plusieurs failles [2]. Or, les valeurs trouvées pour l'aimantation sont analogues pour les trois carrières. La différence d'inclinaison constatée entre les Estérellites et les Dolérites ou Pyromérides ne saurait donc résulter du basculement d'une zone particulière de terrain. L'attribution d'un âge tertiaire pour l'Estérellite en donnerait une interprétation aisée, mais cette interprétation ne pourrait être retenue exclusivement que si les études ultérieures montrent qu'en Europe Occidentale les roches de la fin de l'ère Primaire ne présentent jamais d'aimantations à fortes inclinaisons.

(1) Communication personnelle et échantillons de P. Lapadu-Hargues et J. Lameyre.

(2) *Étude Géologique et Pétrographique de l'Estérel* (*Mém. Carte Géol. France*, 1951).

(3) E. Thellier, *Comptes rendus*, 204, 1937, p. 876.

(4) A. Roche, *Thèse*, Paris, 1953.

(5) J. Hospers, *Proc. Kon. Ned. Akad. Wet.*, B 56, p. 467-491 et 57, 1953, p. 112-121.

(6) K. M. Creer, E. Irving et S. K. Runcorn, *J. Geomag. and Geoelec*, 6, n° 4, 1954, p. 163-168.

(7) *Bull. Serv. Carte Géol. France*, 21, 1910, p. 263.

MÉTÉOROLOGIE. — *Sur une méthode d'observation de l'intensité des échos de pluie.* Note (*) de M. **Roger Lhermitte**, présentée par M. Pierre Lejay.

On expose le fonctionnement d'un dispositif qui fait apparaître, sur un indicateur radar les régions dans lesquelles le domaine de fluctuation des échos de pluie se maintient toujours au-dessus d'un seuil fixé par le réglage de l'appareil. Ces zones ainsi révélées correspondent à des échos intenses et semblent avoir pour origine des propriétés particulières du signal.

Si l'on observe sur l'indicateur amplitude-distance d'un radar centimétrique un écho de précipitation faible (précipitation neigeuse par exemple), on constate un domaine de fluctuation qui s'étend d'une amplitude non détectable, inférieure au bruit de fond, jusqu'à une amplitude maximum. Mais il en est différemment pour d'autres échos (certains échos d'averses) et l'on constate cette fois, dans les régions où le signal est le plus intense, que l'amplitude instantanée ne s'annule jamais. Il y a toujours fluctuation, mais l'amplitude instantanée minimum n'est jamais inférieure à une valeur qui atteint quelquefois plus du tiers de l'amplitude maximum.

Ce phénomène qui ne semble pas en accord avec les théories classiques de fluctuation des échos de pluie établies par H. Goldstein [1] peut être dû à certaines particularités de nature ou d'intensité de la précipitation. En effet, on constate que parmi les échos de pluie apparaissant sur un indicateur panoramique, au cours d'une même situation, certains d'entre eux seulement présentent cette propriété; l'utilisation d'un radar classique ne permet pas d'effectuer cette discrimination. Pourtant ceci prive l'utilisateur d'un élément d'observation dont l'intérêt n'est pas douteux puisque ces échos sont l'indice que, dans la région correspondante, il apparaît peut-être une certaine cohérence dans la diffusion ou, de toute manière, une augmentation d'intensité de l'écho. De plus, ces variations d'intensité d'écho ne sont pas traduites sur les indicateurs de plan des radars habituellement utilisés; les échos de précipitation apparaissent sous forme de taches, d'une brillance uniforme, dont l'étendue définit la zone dans laquelle un écho a une intensité supérieure au niveau minimum détectable. Or, le dispositif proposé peut pallier cette insuffisance, car il offre la possibilité de faire apparaître sur ces indicateurs de plan, en même temps que les limites extérieures des échos, les régions dans lesquelles l'amplitude instantanée du signal ne s'annule plus au cours de la fluctuation. On fait intervenir des modifications simples du signal qui ont pour effet de provoquer l'annulation de l'écho dans ces régions et de permettre ainsi leur identification. On constate alors l'apparition au sein de certains échos des

taches sombres révélatrices. On introduit ainsi dans l'expérimentation, sans restreindre l'information habituelle, une possibilité d'identification de certains échos particuliers. Ceci conduit à une morphologie plus étendue de l'ensemble qui augmente l'intérêt météorologique. Le dispositif n'apporte aucune modification au fonctionnement du radar et l'on peut utiliser en même temps des indicateurs équipés d'un amplificateur vidéo fréquence classique.

Ces considérations ont servi de base à l'étude et à la réalisation d'un montage dont nous allons exposer succinctement le principe et quelques exemples des observations obtenues par son utilisation.

Le signal d'écho est prélevé aussitôt après le second détecteur et avant les étages limiteurs du radar. Après une amplification de tension destinée à faciliter la discrimination d'amplitude, l'écho est appliqué à un ensemble d'étages « sélecteur écrêteur » qui ne transmettent ce signal que si son amplitude dépasse un seuil fixé par le réglage de l'appareil. De plus, si l'écho se maintient constamment, même très légèrement, au-dessus du seuil un signal existe mais garde une amplitude constante. On attaque avec ce dernier signal un déphaseur cathodyne restituant deux signaux de polarités opposées qui sont appliqués chacun à travers un circuit différentiateur à résistance capacité (constante de temps : 1 μs), à un étage de mélange qui ne transmet que les signaux positifs. On obtient donc ces signaux à la sortie du dispositif chaque fois que l'amplitude instantanée de l'écho varie de part et d'autre du seuil fixé; si cette amplitude lui est constamment supérieure ou inférieure aucun signal n'apparaît. Si ce seuil est fixé au-dessous de la valeur correspondant à l'amplitude instantanée minimum des échos intenses, ceux-ci auront une amplitude constamment supérieure au seuil et seront effacés; leur présence sera traduite par l'apparition, sur l'indicateur de plan, des zones d'effacement correspondantes.

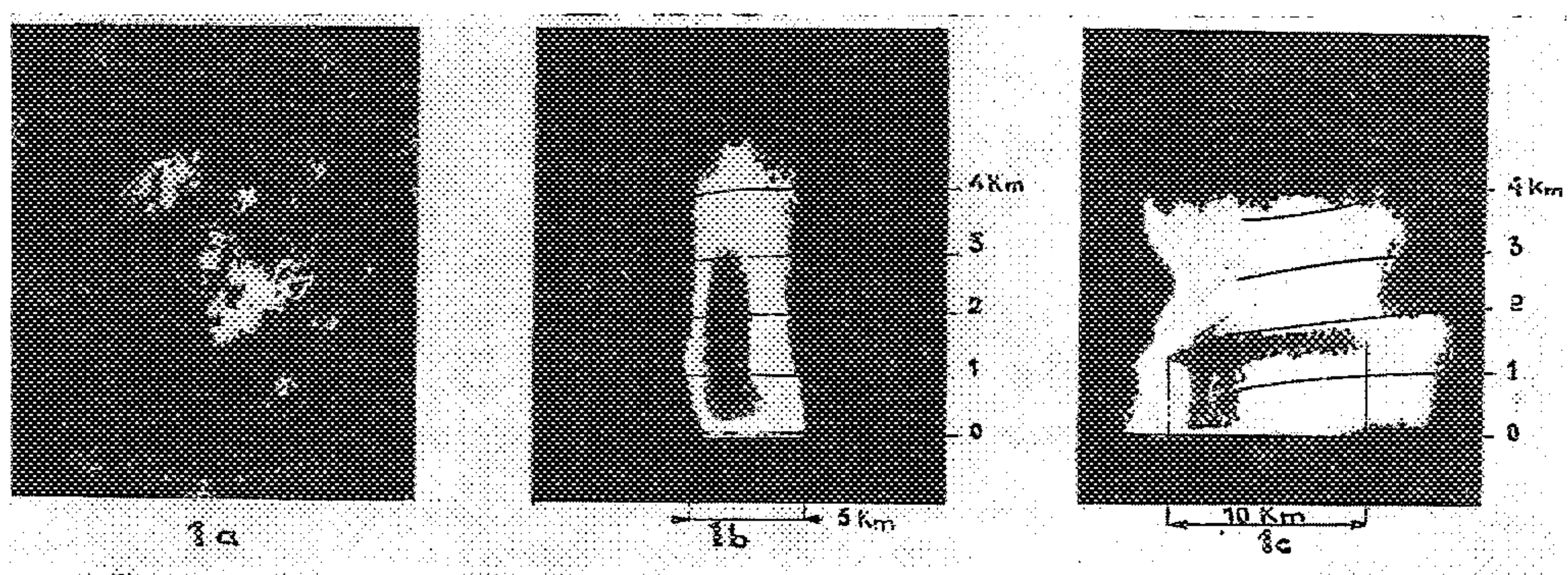
Des premiers résultats ont déjà été obtenus avec un radar $\lambda = 3{,}2$ cm utilisant ce dispositif et l'on a reproduit dans cette Note quelques-uns des exemples typiques.

La figure 1 *a* représente des échos de pluie obtenus sur un radar panoramique; l'échelle des distances est précisée par des cercles de 10 km en 10 km. Les échos sont de dimensions variables, mais certains d'entre eux font apparaître des régions dans lesquelles une courbe fermée quelquefois assez mince, délimite une zone d'effacement total. Ces régions où le signal disparaît correspondent à la présence d'échos plus intenses qui possèdent les propriétés que nous avons définies (dépassement permanent du seuil fixé). L'épaisseur de cette ligne ou sa netteté sont en rapport avec les gradients d'intensité d'échos.

Les mêmes remarques s'appliquent à la figure 1 *b* qui est la reproduction

d'une coupe verticale d'un écho d'averse. La zone d'extinction apparaît clairement et l'on remarquera sa grande étendue verticale.

Sur la figure 1 *c* cette zone d'extinction revêt l'apparence d'une ligne horizontale. Cette région coïncide avec le maximum d'intensité d'écho dû, d'après la théorie classique, à la fusion des particules.



Ces exemples montrent bien que le dispositif que nous utilisons maintenant systématiquement apporte une information complémentaire sur la morphologie générale des échos de pluie qui justifie son emploi actuel.

(*) Séance du 27 mai 1957.
(1) *M. I. T. Radiation Laboratories series*, 13, p. 553-571 et 699-706.

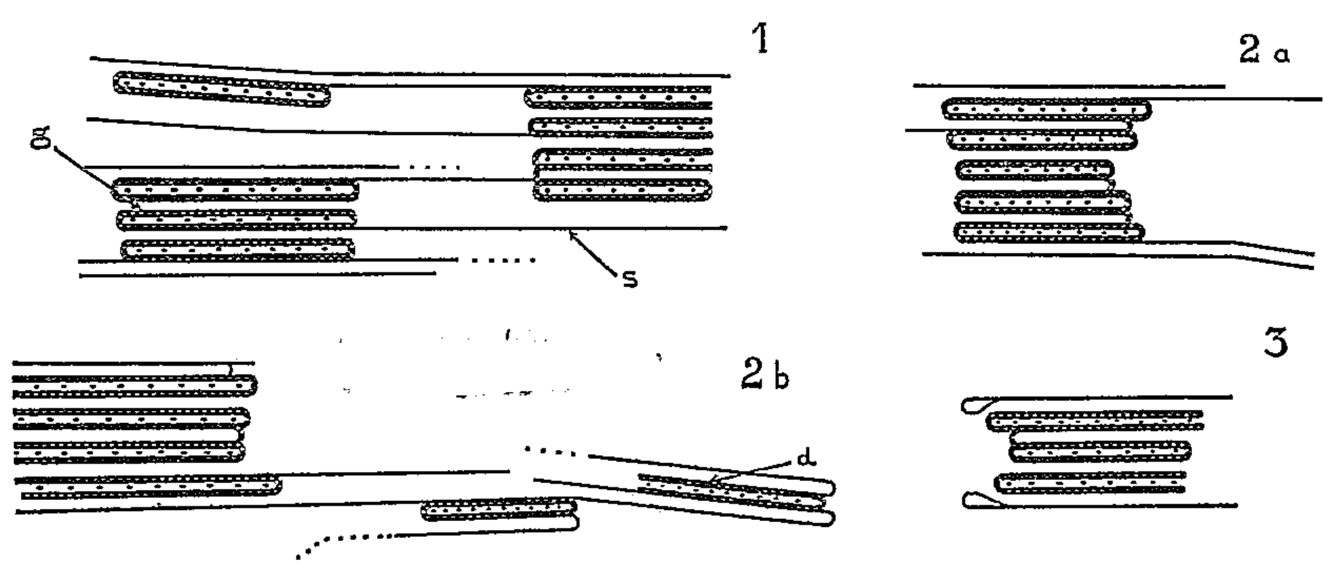
CYTOLOGIE VÉGÉTALE. — *Structure fine du chloroplaste normal chez* Lycopersicum esculentum : *Liaisons grana-stroma*. Note (*) de Mlle **Marcelle Lefort**, présentée par M. Roger Heim.

Poursuivant l'étude inframicroscopique des chloroplastes de mutants chlorophylliens chez *Lycopersicum esculentum*, nous avons été conduite à préciser la structure des chloroplastes normaux dans les cotylédons et les feuilles adultes d'une plante témoin; nous avons pu étudier la structure lamellaire du chloroplaste et plus particulièrement les liaisons et l'évolution du système grana-stroma.

Un séjour en Suède au Skogsforskninginstitut (Institut de Génétique) auprès de MM. Gustafsson et Wettstein, nous a permis d'étudier, au microscope électronique, la structure des chloroplastes dans des feuilles de tomates normales et de tomates mutées par des radiations ionisantes. La présente Note a pour objet la structure des chloroplastes chez les tomates normales.

Dans les *feuilles cotylédonaires* (*fig.* 1) le chloroplaste, légèrement incurvé, sa concavité tournée vers la membrane cellulaire, est limité par une double membrane dont l'épaisseur ne dépasse pas 100 Å. A l'intérieur de celle-ci,

on distingue un *substrat* granuleux apparemment sans structure orientée, et plus dense que le cytoplasme environnant. On observe, parallèlement à la membrane du chloroplaste et le traversant de bout en bout, des groupes de lamelles (cinq en moyenne) qui se décomposent en feuillets élémentaires d'épaisseur hétérogène. Aux aires les plus denses correspondent les *grana* (*g*, *fig.* 1), entre ceux-ci, les lamelles plus fines constituent le *stroma* (*s*, *fig.* 1). Chacun des disques dont l'empilement constitue un granum est formé de deux membranes dont l'épaisseur variable avec le matériel végétal étudié, est, chez la Tomate, voisine de 60 Å, limitant un espace très mince d'environ 10 à 15 Å, visible en cas de gonflement local des disques par la fixation. Cet espace paraît rempli d'une substance moins dense que la membrane du disque lui-même et proche semble-t-il de celle du substrat du chloroplaste. Il est apparent, dans la figure 1, qu'un granum est composé d'au moins un disque (*d*) flanqué de deux lamelles fines du stroma. Ces dernières lamelles de 30 à 40 Å, moins denses et moins épaisses que celles des grana, assurent les liaisons entre ceux-ci. Dans les figures 1 et 2 et les schémas correspondants, on peut observer que, pour chaque granum, deux disques au moins, sont en liaison, par l'intermédiaire des lamelles du stroma, avec deux autres disques d'un autre granum. Lorsque le nombre des disques s'accroît, nous retrouvons toujours les lamelles du stroma sur les bords extérieurs des grana (*fig.* 2; schémas 2*a* et 2 *b*).



Les numéros des schémas explicatifs ci-dessous correspondent aux numéros des figures des planches hors-texte. L'échelle n'a pas été respectée.

Cette structure est très différente de celle des chloroplastes d'*Aspidistra* et d'*Hordeum* ([1]), où les connexions grana-stroma se font d'une manière régulière : deux lamelles de grana pour une lamelle de stroma; elle semble davantage se rapprocher de celle d'*Oenothera* ([3]). Nous devons en outre remarquer que la répartition des grana dans le chloroplaste n'a rien de la régularité que certains auteurs ([2]) ont admise. On observe à ce stade des gouttelettes très osmiophiles qu'on a trouvées chez Aspidistra et qui proviennent peut-être d'un démasquage des lipoprotéides du stroma.

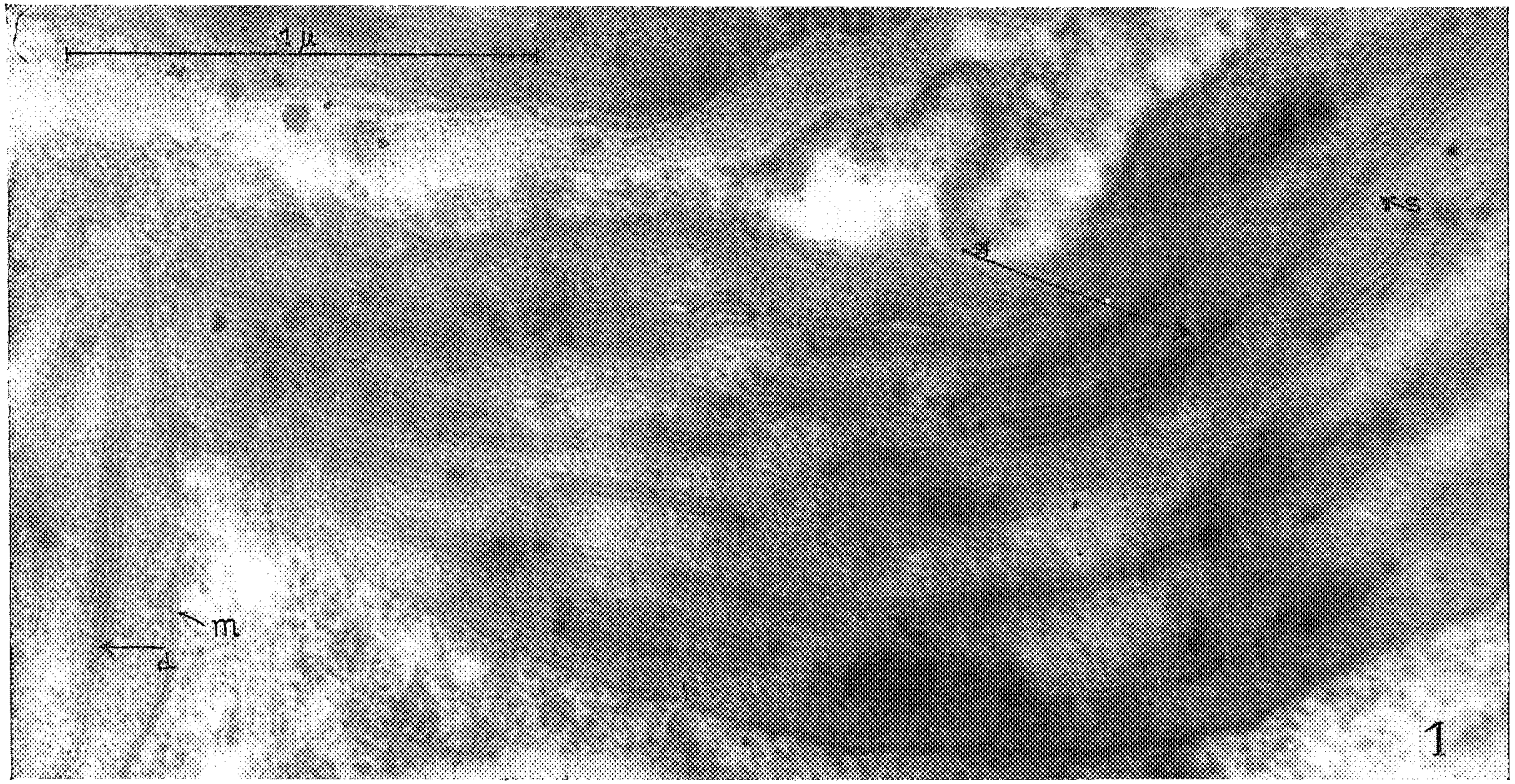
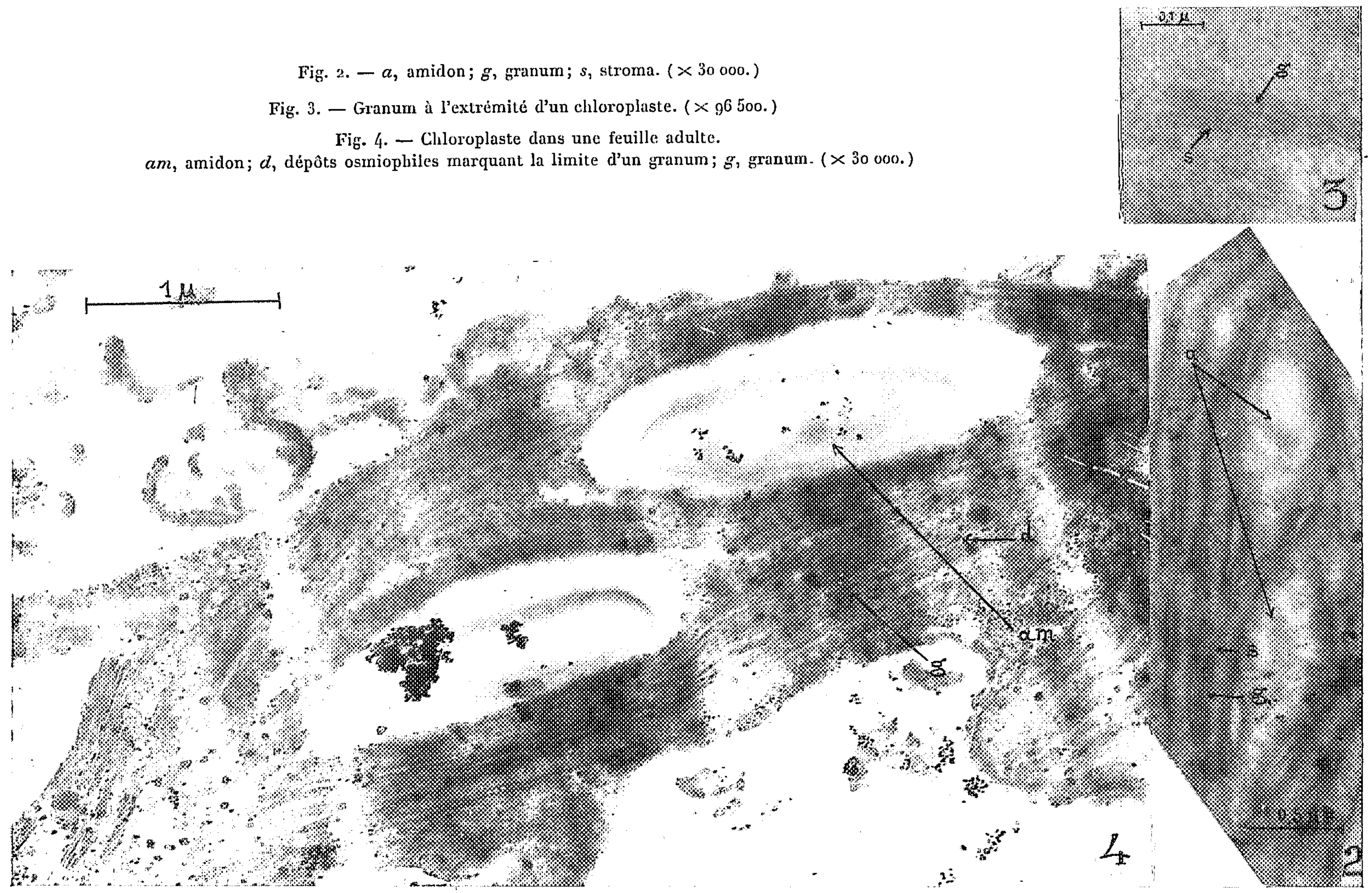


Fig. 1. — Chloroplaste dans une feuille cotylédonaire normalement développée 12 jours après le semis. *g*, granum; *s*, stroma; *d*, disque; *m*, membrane du chloroplaste. (× 64 000.)

Fig. 2. — *a*, amidon; *g*, granum; *s*, stroma. (× 30 000.)

Fig. 3. — Granum à l'extrémité d'un chloroplaste. (× 96 500.)

Fig. 4. — Chloroplaste dans une feuille adulte.
am, amidon; *d*, dépôts osmiophiles marquant la limite d'un granum; *g*, granum. (× 30 000.)



On trouve aussi parfois, dans ces jeunes chloroplastes des grains d'amidon (*a*, *fig.* 2). La figure 3, représente la structure d'un granum à l'extrémité d'un chloroplaste. Nous pouvons y distinguer trois disques flanqués de deux lamelles du stroma; le disque interne semble être relié aux deux autres disques externes par une substance plus dense; de plus, un examen attentif permet de voir que les lamelles du stroma forment une boucle sur elles-mêmes, sans connexion terminale avec les disques du granum.

Il est très intéressant de constater que les chloroplastes des premières *feuilles vertes* formées lors de l'épanouissement de la gemmule offrent une structure différente de celle caractéristique des cotylédons, que nous venons de décrire. La figure 4 représente un chloroplaste dans une feuille adulte : on y distingue de nombreuses lamelles — une cinquantaine environ — et d'épaisseurs voisines qui s'étendent à tout le chloroplaste. Entre celles-ci sont intercalés de gros grains d'amidon, formés vraisemblablement par photosynthèse. La distinction entre les lamelles des grana et du stroma devient difficile comme si, par épaississement et dépôt de substance sur les lamelles du stroma, les grana étaient devenus plus ou moins confluents, leurs bords étant marqués, au contact des lamelles résiduelles du stroma, par des granulations plus osmiophiles bien visibles en *d* (*fig.* 4).

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) *Encyclopedia of Plant Physiology*, Berlin, p. 518-548.

(2) MÜLTHÄLER, *Protoplasma*, 45, 1955, p. 275, *fig.* 18.

(3) STUBBE et WETTSTEIN, *Protoplasma*, 45, 1955, p. 241-250.

(Laboratoire de Biologie végétale de la Faculté des Sciences, Paris.)

PALÉOBOTANIQUE. — *Caractéristiques anatomiques de la tige de* Sigillaria Bretoni (*P. Bertrand*) *P. Corsin*. Note (*) de MM. **Paul Corsin** et **Yves Lemoigne**, transmise par M. Louis Blaringhem.

Sigillaria Bretoni (P. B.) P. C. est une Lycopodiale arborescente, assez commune dans le Westphalien A, dont la tige est connue à la fois en moulage, avec cicatrices foliaires bien visibles, et en structure conservée permettant une étude anatomique très détaillée. Cette tige, en moulage-empreinte, a été figurée par l'un de nous (1). Au point de vue structure, Ch. Eug. Bertrand (2) fit d'un échantillon carbonaté, en 1899, une description très sommaire dont les résultats furent repris par A. C. Seward (3) et D. H. Scott (4) dans leurs traités généraux de Paléobotanique. Puis Hagène (5) compara la structure des crêtes de sa stèle ligneuse avec celle de leurs homologues chez d'autres Sigillaires.

L'étude détaillée de 47 lames minces transversales et de deux sections

radiales (n° 1289, 1 à 49 des collections du Laboratoire de Paléobotanique de la Faculté des Sciences de Lille), faites dans un échantillon conservé en structure provenant des mines de charbon du Boulonnais et trouvé à Hardinghen, nous a permis de reconstituer une coupe idéale de la tige de *Sigillaria Bretoni.*

Elle comprend, au centre le cylindre vasculaire libéro-ligneux, relativement bien développé, autour de celui-ci l'écorce plus importante encore, le tout enveloppé par une couche de liège.

A. Cylindre libéro-ligneux. — On y distingue successivement de l'axe vers la périphérie :

1° La moelle qui est constituée par un mélange de petits éléments de nature parenchymateuse et de gros vaisseaux lignifiés à ornements rayés transversalement (moelle mixte = mixed pith des auteurs anglais).

2° Une couronne vasculaire ligneuse se subdivisant elle-même en deux zones distinctes séparées par une bande régulièrement ondulée de protoxylème, à savoir : à l'intérieur le métaxylème remarquable par ses éléments à première vue disposés sans ordre, à l'extérieur le deutéroxylème à éléments ordonnés en files radiales.

a. Protoxylème. — Constituant une bande très étroite, à ondulations formant des dents (convexité tournée vers l'extérieur) et des sinus (convexité dirigée vers l'intérieur) égaux, il est composé de trachées, de très petit diamètre, à ornements spiralés et disposées sur une ou deux assises. Le protoxylème paraît être « diffus » tout le long de cette sinusoïde mais, en outre, de chaque côté d'une dent il y a un pointement trachéen (lame tangentielle d'Hagène) orienté vers l'axe du sinus correspondant. Ces deux « pôles » sont inégalement développés et asymétriques; par contre, les deux pointements situés de part et d'autre d'un sinus adjacent à cette dent ont le même développement.

b. Métaxylème. — Le bois de première formation ou métaxylème, situé entre la moelle et le protoxylème, forme une couronne relativement épaisse dont le bord externe est uniformément ondulé. Ses éléments se différencient suivant des directions d'abord divergentes, à partir de chaque pointement trachéen vers l'axe médian de la dent, puis centripètes; ainsi les plus petits trachéides se trouvent-ils au voisinage de ces pointements tandis que les plus gros sont disposés autour de la moelle. Les trachéides de petite taille ont une paroi à structure grillagée à mailles hexagonales, ceux de gros diamètre sont parfaitement rayés. On remarque d'ailleurs une évolution très nette dans la différenciation des ornements ligneux de la paroi des trachées et des trachéides depuis les éléments spiralés (protoxylème) à spirale unique, ensuite à deux spirales tournant en sens inverse, puis à deux groupes de spirales tournant également en sens inverse (struc-

ture que nous qualifierons de grillagée à mailles losangiques) jusqu'aux trachéides uniformément rayés en passant par la structure de la paroi grillagée à mailles hexagonales, puis à mailles sub-hexagonales et enfin sub-rectangulaires.

c. *Deutéroxylème.* — En dehors du protoxylème il y a une couronne apparemment continue de bois de deuxième formation ou deutéroxylème régulièrement disposé en files radiales et à différenciation centrifuge. Les parois des trachéides composant ce bois ont une structure rayée. Parfois entre les alignements de deutéroxylème on a une ou deux files de cellules de nature parenchymateuse.

3° Le cambium et le liber, tissus à parois excessivement minces, qui ont été détruits au cours de la fossilisation.

B. Écorce. — L'écorce est beaucoup plus développée que le cylindre ligneux. Elle comprend :

1° Une zone interne formée d'un parenchyme fondamental à petites cellules dans lequel on voit une multitude de petits îlots circulaires composés d'une couronne d'éléments lignifiés de grand diamètre entourant un tissu parenchymateux. Une telle formation n'a pas encore été signalée dans l'écorce des Sigillaires. Ces « îlots » sont en coupe transversale les sections de cordons qui peuvent s'anastomoser mais dont la nature réelle demeure énigmatique. Peut-être n'ont-ils qu'un rôle de soutien ?

2° La zone externe qui elle-même se divise en trois assises :

a. une couronne relativement étroite d'un tissu analogue au parenchyme cortical interne mais ordonné suivant des files radiales;

b. une région lacuneuse aérifère assez importante caractérisée par ses méats polygonaux ou triangulaires entre les cellules à agencement radial;

c. puis les lacunes disparaissant de nouveau un tissu compact très épais rappelant celui de la première zone de l'écorce externe.

C. Liège. — La tige de *Sigillaria Bretoni* est recouverte par une couche de suber particulièrement bien développée, mais mal conservée, constituée par des éléments parfaitement contigus, à section carrée dans les assises les plus internes, rectangulaire et allongée tangentiellement dans les assises moyennes et externes.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) P. Corsin, *Trav. et Mém. Univers. Lille*, 5, 1932, p. 15; pl. VI, *fig.* 1.

(2) *Annals of Botany*, 13, 1899, p. 607-610.

(3) *Fossil Plants*, 2, 1910, p. 221.

(4) *Studies in fossil Botany*, 1, 1920, p. 205.

(5) *Ann. Soc. géol. Nord*, 52, 1927, p. 56-64.

HISTOPHYSIOLOGIE. — *Données histologiques sur l'organisation neuro-endocrine de quelques Mollusques Gastéropodes.* Note (*) de M[lles] **Odette Tuzet, Simone Sanchez** et M. **Max Pavans de Ceccatty**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

De nombreux travaux ont été consacrés à la neurosécrétion des Invertébrés, chez lesquels on peut mettre en évidence un système endocrinien plus ou moins complexe, lié au système nerveux. Outre les cellules neurosécrétrices des ganglions centraux, il s'agit parfois d'organisations nettement définies, telles que les glandes rétrocérébrales des Insectes, ou l'organe X et la glande du sinus du pédoncule oculaire des Crustacés.

Chez les Mollusques, des cellules neurosécrétrices ont été décrites dans divers territoires du système nerveux central, en particulier par B. Scharrer(1) et par M. Gabe (2), sans qu'il soit fait état de l'organisation plus poussée d'un appareil endocrinien parallèle à celui des Insectes ou des Crustacés. Cependant, l'analyse qu'ébaucha l'un de nous au sujet des neurones géants et des signes d'activité sécrétoire du système nerveux central des Éolidiens (3) nous conduisit à relever l'existence d'un tel appareil neuro-endocrine complexe chez quelques Mollusques Gastéropodes, Prosobranches et Pulmonés.

C'est au niveau des tentacules que l'imbrication des éléments nerveux et glandulaires s'organise d'une manière cohérente.

Chez *Helix aspersa* Mull., le tentacule oculaire dévaginé montre une extrémité distale constituée par un manchon épithélial variqueux qui laisse dégagé, au sommet, un mamelon lisse. Cet épithélium, très riche en terminaisons sensibles, porte latéralement une fossette sensorielle au-dessous de laquelle se situe l'œil. Le mamelon lisse correspond à la face convexe d'une masse piriforme tournée vers le bas, entourée par le manchon épithélial, et représentant une sorte d'épanouissement bulbeux, terminal, d'un gros tronc nerveux. Cet axe nerveux du tentacule part d'un ganglion cérébroïde et, à mi-chemin, émet un nerf optique beaucoup plus fin. C'est dans la masse piriforme apicale que nous relevons les caractères histologiques d'un complexe neuroglandulaire.

Lorsqu'il atteint ce bulbe terminal, le nerf tentaculaire se continue par un cordon ganglionnaire tirebouchonné, à nombreux neurones périphériques, et se résoud finalement dans un ensemble de cellules peu différenciées, groupées en lobules distincts les uns des autres. Plusieurs techniques de coloration, et surtout l'hématoxyline chromique de Gomori, révèlent l'existence de cellules neurosécrétrices, beaucoup plus volumineuses que les neurones environnants, dans le cordon ganglionnaire. Le cytoplasme de ces éléments est bourré de granulations teintées en

bleu-noir par l'hématoxyline. Ces sphérules se répandent entre les cellules nerveuses et sont amenées entre les lobules de la masse piriforme où la sécrétion s'étale en flaques.

Des formations analogues existent aussi dans la seconde paire de tentacules de l'*Helix*.

Chez quelques Nudibranches : *Aeolis alba* Ald. et H., *Ae. coronata* Forbes, *Polycera quadrilineata* Mull., et *Doris tuberculata* Cuvier, la masse ganglionnaire qui sert de relais sur le trajet du nerf tentaculaire, n'est plus située au sommet, mais à la base du rhinophore et correspond à ce que les auteurs ont nommé le bulbe olfactif. On y relève la présence de cellules neurosécrétrices, en rapport avec un organe frontal pair, placé en avant des ganglions cérébroïdes.

Ainsi, tandis que la structure des complexes tentaculaires de l'*Helix* évoque l'ensemble de l'organisation neuroglandulaire du pédoncule oculaire des Crustacés, il semble que les formations frontales des Nudibranches rappellent plus précisément les caractères histologiques de l'organe X.

Les travaux antérieurs, relatifs à la neurosécrétion chez les Mollusques, font état de l'activité sécrétoire du système nerveux central lui-même. En utilisant les techniques de coloration appropriées, nous avons pu suivre le processus de la sécrétion des neurones. On remarque la présence de granulations franches réparties dans tout le cytoplasme, puis accumulées au pôle de l'axone où semble avoir lieu une redissolution avant l'écoulement le long des fibres nerveuses. En effet, on note des flaques de sécrétion dans les zones périphériques intercellulaires du ganglion, de même que le long des cylindraxes et dans le neuropile. Mais nous n'avons jamais pu déterminer les limites territoriales de cette activité élaboratrice, qui ne paraît pas avoir lieu dans une zone constante d'un ganglion ou de l'ensemble du collier périœsophagien. Nous n'avons relevé que des différences d'intensité dans les signes morphologiques de l'activité, et il semble difficile de distinguer entre une fonction sécrétrice, commune à tous les neurones, et la spécialisation neurosécrétrice, hormonogène, de certains d'entre eux au sein d'un même ganglion. La signification des neurones géants, mesurant près de 100 μ chez *Doris*, reste encore très incertaine : tous les caractères de ces cellules géantes se retrouvent dans les petits neurones ganglionnaires banaux, avec des différences de degré mais non de nature, et la transition est parfois insensible entre les uns et les autres.

Un travail plus important, en cours d'élaboration, nous permettra d'éclairer ces données multiples. Néanmoins, nous avons cru nécessaire de préciser dès maintenant que les Mollusques Gastéropodes que nous avons examinés, présentent une véritable organisation neuroendocrine, en rapport avec des régions sensorielles périphériques, et analogues à certaines formations connues chez les Crustacés.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) B. SCHARRER, *Publ. Stz. Zool. Napoli*, **15**, 1935, p. 132-152; E. SCHARRER et B. SCHARRER, *Biol. Rev.*, **12**, 1937, p. 185-116.

(2) *Comptes rendus*, **229**, 1949, p. 1172; **236**, 1953, p. 323; **236**, 1953, p. 2166.

(3) M. PAVANS DE CECCATTY et O. VON PLANTA, *Bull. Soc. Zool. de France*, **79**, 1954, p. 152-158.

(*Laboratoire de Biologie animale, Faculté des Sciences, Montpellier.*)

HISTOCHIMIE. — *Données histochimiques sur la substance cémentaire du tube de* Sabellaria alveolata *(L.), Annélide Polychète.* Note de M. **JEAN VOVELLE**, présentée par M. Louis Fage.

Les sphérules cémentaires éliminées par *Sabellaria alveolata* (L.) au niveau de l'organe constructeur comportent essentiellement des protides à fonctions phénols. Un tannage quinonique s'opère dans la paroi du tube sous l'action d'enzymes oxydants élaborés par la zone ventrale du thorax de l'animal.

L'édification du tube chez *Sabellaria alveolata* (L.) met en jeu un organe en fer à cheval situé sous la bouche de l'animal, désigné par De Quatrefages sous le nom de « bourrelets mamelonnés », et dont Watson a suggéré le rôle constructeur. J'ai pu montrer, par une étude anatomique et histologique [publiée par ailleurs (1)], le rapport de cet organe avec des formations glandulaires profondes intéressant la partie antérieure de l'animal. Il s'agit de massifs de cellules bourrées de sphérules, répartis régulièrement dans les cavités coelomiques des métamères parathoraciques. Chacune de ces cellules possède un prolongement où les sphérules cheminent une à une : l'association des prolongements cellulaires en faisceaux symétriques définit des zones évacuatrices qui convergent vers les organes constructeurs où se réalise l'évacuation.

La présence des sphérules en amas brunâtres aux points de jonction des fragments de coquilles qui constituent le tube de l'animal, souligne leur rôle cémentaire. On observe déjà, à l'intérieur du corps de l'animal, dans les cellules élaboratrices à maturité, l'amorce du noircissement qui s'effectuera surtout après passage des sphérules dans le milieu extérieur. Traitées par les techniques histologiques classiques, les sphérules révèlent une acidophilie bien différente des affinités tinctoriales des formations muqueuses qu'on implique généralement dans l'édification du tube des Polychètes sédentaires. Diverses observations ont montré leurs possibilités de transformation chimique sous l'action de certains fixateurs, ou même spontanément, à la longue, par conservation des coupes à la paraffine. Pour l'éviter, j'ai appliqué avec profit les techniques histochimiques sur pièces *in toto* ou sur coupes épaisses à la congélation, après une courte

fixation par l'alcool. Dans son principe, la détection histochimique entreprise a eu pour but de rendre compte de ces diverses observations, tant histologiques qu'expérimentales; elle comporte essentiellement la recherche de certaines protéines et des composés phénoliques.

Protéines. — Les réactions générales des protéines se sont révélées positives le plus souvent au niveau des cellules à sphérules jeunes. C'est le cas de la réaction de Salazar, dont les résultats doivent être admis avec réserves, en raison de l'emploi de certains réactifs (tannin, sels de fer). La réaction du Biuret, très destructrice, fournit aussi une indication positive, mais mal localisée. La technique à la ninhydrine, suivant Berg, confirme les localisations indiquées par la réaction de Salazar : sa netteté et sa spécificité la rendent déterminante.

Les techniques de détection des protéines à noyau aromatiques donnent un résultat positif au niveau des cellules à sphérules. Il en est ainsi pour la réaction xanthoprotéique, et surtout pour la réaction de Millon suivant Pollister, qui conserve mieux les structures.

Composés phénoliques. — L'emploi de divers sels de diazonium à des pH appropriés a permis d'observer une réaction colorée nette au niveau des cellules à sphérules les moins évoluées; les cellules à maturité, à cytoplasme altéré, y sont réfractaires. La réaction chromaffine, comportant la fixation des pièces par le liquide de Regaud, ou par une solution formolée d'iodate de potassium s'est révélée positive et bien lisible sur pièces *in toto* ou coupées à la congélation. La réaction argentaffine confirme par son intensité les résultats précédents. Elle intéresse toutefois l'ensemble des cellules à sphérules et sa signification est ambiguë, car d'autres réactions suggèrent la présence de fonctions aldéhydiques sur les composés étudiés.

On soulignera la réussite, pour ce matériel particulier, de réactions des composés phénoliques, réputées aléatoires : telles sont les colorations obtenues, sur matériel frais, avec le molybdate d'ammonium et avec le perchlorure de fer. Dans ce dernier cas, le réactif développe au niveau des cellules étudiées une coloration d'un bleu noir intense. Deux réactions, dont le résultat positif souligne le caractère réducteur de la substance sphérulaire, sont en outre à rapprocher de ces données : la réaction de Mulan au tétroxyde d'osmium, et celle de Schmorl au ferricyanure de potassium-perchlorure de fer. Il est possible, enfin, que l'affinité des sphérules pour certains colorants (laques d'hématoxyline, vert malachite), ait une valeur signalétique des protides à fonctions phénols.

Autres données histologiques. — Deux réactions caractéristiques des substances étudiées ne rentrent pas dans le cadre de la détection des composés précités :

Une métachromasie au bleu de toluidine, observée parfois au niveau

des cellules à sphérules à maturité, ne tient certainement pas à la présence de mucopolysaccharides qui ne sont révélés par aucun autre test.

La recoloration spontanée du réactif de Schiff se produit de façon constante dans les mêmes localisations et signale sans doute la présence de fonctions aldéhydiques.

Histoenzymologie. — Une recherche histoenzymologique des polyphénoloxydases a été menée suivant la technique d'incubation dans une solution de catéchol à 40° (J. D. Smyth) (2). Elle a révélé le rôle d'une catégorie de cellules occupant la partie ventrale sous-épidermique des deux premiers métamères parathoraciques. Bourrées de grains de sécrétion baculiformes qu'elles évacuent par un prolongement qui traverse l'épiderme, ces cellules présentent par ailleurs les affinités tinctoriales de cellules à mucus complexes (composés « mucoïdes » notamment). Leur brunissement sélectif par la technique utilisée traduit certainement la présence d'enzymes dans leur sécrétion : il n'apparaît pas, après inhibition du processus enzymatique par le cyanure de potassium, ni après destruction de la diastase par passage rapide de la pièce dans l'eau chaude.

En conclusion, ces divers résultats permettent d'admettre que la substance cémentaire du tube de *Sabellaria alveolata*, expulsée sous forme de sphérules, se compose initialement de protides à fonctions phénols. On détecte ceux-ci au niveau des cellules à sphérules les moins évoluées. Ultérieurement, une maturation s'amorce et correspond à un léger brunissement des sphérules à l'intérieur du corps de l'animal; l'affinité pour les réactifs des protides et des phénols s'estompe, d'autres propriétés chimiques se manifestent (apparition de fonctions aldéhydes).

Dans la paroi du tube de l'animal, les sphérules cémentaires agglomérées présentent un brunissement maximum : sous l'action d'oxydases libérées par la zone thoracique ventrale, sous-jacente aux organes constructeurs, un tannage quinonique est intervenu, qui stabilise les protéines éliminées et les rend aptes à résister à l'action des agents extérieurs. Sans pouvoir préciser davantage la nature des composés protéiques « tannables », on rappellera que certaines des réactions utilisées avec succès sont caractéristiques des seuls ortho ou paradiphénols. Il est possible que l'élaboration des deux éléments protéique et phénolique soit initialement indépendante, comme chez les Insectes. Toutefois, il semble actuellement logique d'admettre qu'il y a tout de suite formation d'une substance complexe, telle qu'il s'en présente lors de la sécrétion du byssus des Moules par exemple.

(1) J. Vovelle, sous presse dans *Arch. Zool. Exp. N. et R.*, 1957.

(2) *Quart. J. O. M. Sc.*, 95, 2, 1954, p. 139.

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de la cortisone sur l'activité thyroïdienne mesurée par les tests histophysiologiques.* Note (*) de M. **Paul Delost** et Mme **Hélène Delost**, présentée par M. Robert Courrier.

Les tests histophysiologiques qui apprécient l'état de stimulation de la thyroïde par la thyréostimuline, indiquent que chez les rongeurs sauvages, la cortisone produit une forte stimulation chez l'animal normal et le castré-surrénalectomisé, alors qu'elle donne peu de modifications chez le castrat. Ces résultats, comparés à ceux des méthodes radioactives, permettent d'envisager différents mécanismes d'action de la cortisone.

L'action de la cortisone et de la corticotrophine sur l'activité thyroïdienne n'est pas définitivement établie. Les résultats de l'expérimentation paraissent parfois contradictoires, ce qui est dû en grande partie aux méthodes utilisées pour mesurer le fonctionnement de la thyroïde. Les auteurs qui ont employé l'iode radioactif ^{131}I, mesurant sa fixation par la thyroïde ou sa libération sanguine [rapport des radioactivités H/P de R. Courrier et coll. (1)], ont montré que l'hormone corticotrope (A. C. T. H.) et la cortisone produisaient une dépression de la fonction thyroïdienne. Il en est ainsi chez le Rat [W. L. Money et coll. (2), L. J. Soffer et coll. (3), R. Courrier et coll. (4), K. Brown-Grant (5)]; le Lapin [K. Brown-Grant (6)]; l'Homme [S. A. Berson et R. S. Yalow (7), D. S. Fredrickson et coll. (8), B. Houssay (9)]. L'examen morphologique a donné des résultats divergents. Pour certains, la cortisone stimule l'activité thyroïdienne [P. A. Basteinie et coll. (10), N. S. Halmi (11), M. Stux (12)]; pour d'autres elle a un effet inhibiteur [W. F. Perry (13), J. Cheymol et coll. (14)]; ou bien elle est sans effet ainsi que l'A. C. T. H. [J. Lederer (15), S. A. d'Angelo (16), H. Tuchmann-Duplessis et L. Mercier-Parot (17), B. L. Baker (18)]. Enfin A. C. T. H. et cortisone ne paraissent pas modifier le métabolisme basal chez l'Homme [W. J. Kuhl et M. Ziff (19), S. R. Hill et coll. (20)]. Nous avons entrepris depuis plusieurs années l'étude de l'action des gonades, des surrénales, des hormones sexuelles et des corticostéroïdes sur le fonctionnement thyroïdien, chez les rongeurs sauvages, dont la thyroïde présente un repos caractéristique en hiver (21). Nous avons utilisé les tests histophysiologiques pour mesurer l'activité thyroïdienne. Voici nos résultats concernant l'action de la cortisone.

Techniques. — Cette expérimentation a été faite sur deux espèces de Campagnols : *Microtus arvalis* et *Pitymys subterraneus*. Nous avons injecté de fortes doses d'acétate de cortisone (dose totale : 10 à 50 mg), au rythme d'une injection par jour, ou tous les deux ou trois jours, pendant une durée variable (de 5 à 24 jours), chez des animaux des deux sexes, pesant de 15 à 20 g, normaux en activité sexuelle, castrés de plus d'un mois, castrés et surrénalectomisés bilatéralement, ces derniers recevant unique-

ment de la cortisone pour les maintenir en vie à partir du jour de la surrénalectomie. Les différents lots, traités et témoins, comprennent cinq ou dix individus. L'activité thyroïdienne a été appréciée, d'une part par l'examen microscopique classique (hauteur de l'épithélium, vacuoles, etc.) et d'autre part par les quatre tests histologiques : le rapport S/P [P. Delost et H. Delost ([22])], rapport de la somme des surfaces de la plus grande section transversale de chaque lobe thyroïdien, au poids de l'animal, qui donne un indice précis du volume fonctionnel de la glande, et les tests de J. Lever et U. Uotila : pourcentage de colloïde (C %), rapport d/n du diamètre moyen au nombre moyen de cellules des follicules, pourcentage d'épithélium (É %). On trouvera la description et la critique de ces tests dans les publications récentes de J. Lever et L. Vlijm ([23]) et de P. Delost et H. Delost ([22]).

Résultats. — De l'examen des mesures données par les tests histophysiologiques, et de l'aspect histologique des thyroïdes, on peut déduire les conclusions suivantes. Chez le *Microtus arvalis* de sexe mâle, la thyroïde des animaux traités par la cortisone, présente de nombreux signes histologiques d'une forte stimulation par la thyréostimuline; les quatre tests sont concordants; ils indiquent une graduation dans le degré d'activité; l'état de stimulation est plus important chez les individus normaux et les castrés-surrénalectomisés traités par la cortisone que chez les témoins; ceci est très net chez les normaux, moins chez les castrés-surrénalectomisés. Chez les castrats simples, la cortisone ne paraît pas modifier d'une manière significative la thyroïde dont l'activité est voisine de celle des témoins ou légèrement augmentée. Chez la femelle, les données sont similaires, mais les différences sont moins accentuées par rapport aux témoins. Cette action de la cortisone se retrouve chez le *Pitymys subterraneus* de sexe mâle, les tests histophysiologiques révélant un état de stimulation plus important chez les castrés-surrénalectomisés traités par la cortisone que chez les témoins.

Le mécanisme d'action de la cortisone sur la thyroïde est fort discuté. Si certaines observations suggèrent que la cortisone a des effets stimulants ou dépresseurs directs sur la thyroïde ([11]), ([13]), ([14]), d'autres montrent que la cortisone agirait peut-être par l'intermédiaire de l'hypophyse : la surrénalectomie et A. C. T. H. diminueraient l'activité thyroïdienne en réduisant la sécrétion de T. S. H., la cortisone l'augmenterait en bloquant A. C. T. H. ([6]), ([12]). Nos résultats peuvent s'expliquer en partie si l'on admet que A. C. T. H. freine la sécrétion de thyréostimuline; les mêmes doses de cortisone ont un effet moindre chez le surrénalectomisé que chez l'animal normal, puisque A. C. T. H. est sécrété en plus grande quantité chez le premier. Il est difficile cependant, de trouver une interprétation à la faible action de la cortisone chez le castrat; il faudrait penser que

l'hypophyse produirait plus d'A. C. T. H. chez le castrat que chez le surrénalectomisé; or, nous avons montré que la castration ne modifiait pratiquement pas l'activité thyroïdienne ou ne la diminuait que très légèrement ([22]). A notre avis, la cortisone doit intervenir par un double mécanisme : action indirecte par l'intermédiaire de l'A. C. T. H., mais aussi action directe sur la thyroïde. Le fait que les méthodes utilisant l'iode radioactif prouvent sans conteste l'action inhibitrice de la cortisone sur l'activité thyroïdienne, alors que les tests histophysiologiques indiquent un état de forte stimulation, ne nous paraît pas contradictoire. Car les tests histophysiologiques ne renseignent que sur l'état de stimulation de l'épithélium thyroïdien par la thyréostimuline et sur la décharge ou l'accumulation de colloïde; l'iode radioactif, par contre, évalue l'élaboration et la libération des hormones thyroïdiennes. Les antithyroïdiens fournissent un exemple de cet apparente contradiction entre les deux méthodes; ils inhibent la synthèse des hormones thyroïdiennes, ce qui déclenche une activation secondaire par la thyréostimuline qui produit alors une hyperstimulation morphologique non fonctionnelle; la cortisone pourrait agir dans le même sens.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) R. Courrier, F. Morel, A. Colonge et S. André, *Comptes rendus*, 238, 1954, p. 425.
([2]) W. L. Money, L. Kraintz, J. Fager, L. Kirschner et R. W. Rawson, *Endocrinology*, 48, 1951, p. 682.
([3]) L. J. Soffer, J. L. Gabrilove et J. Jailer, *Proc. Soc. exp. Biol.*, New-York, 76, 1951, p. 763.
([4]) R. Courrier, F. Morel, L. Zizine et A. Psychoyos, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 217.
([5]) *Endocrinology*, 56, 1955, p. 607.
([6]) *J. Physiol.*, Londres, 131, 1956, p. 58.
([7]) *J. Clin. endoc. and metab.*, 12, n° 4, 1952, p. 407.
([8]) D. S. Fredrickson, P. H. Forsham et G. W. Thorn, *J. Clin. endoc. and metab.*, 12, n° 5, 1952, p. 541.
([9]) *Rev. Assoc. med. Argent.*, 66, 1952, p. 132.
([10]) P. A. Basteinie, W. Gepts et L. Desclin, *Ann. endoc.*, 13, 1952, p. 864.
([11]) *Proc. Soc. exp. Biol. Med.*, 80, 1952, p. 175.
([12]) *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 2018.
([13]) *Endocrinology*, 49, 1951, p. 284.
([14]) J. Cheymol, M. Delsol et M. Pasin, *R. C. Soc. Biol.*, 146, 1952, p. 985.
([15]) *Ann. Endoc.*, 13, 1952, p. 58.
([16]) *Anat. Rec.*, 115, 1953, p. 296.
([17]) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 408.
([18]) *Rec. Prog. in Horm. Res.*, 7, 1952, p. 331.
([19]) *J. Clin. endoc. and metab.*, 12, n° 5, 1952, p. 554.
([20]) S. R. Hill, R. S. Reiss, P. H. Forsham et G. H. Thorn, *J. Clin. Endoc.*, 10, 1950, p. 1375.
([21]) P. Delost et J. Naudy, *C. R. Soc. Biol.*, 150, 1956, p. 906.
([22]) *J. Physiol.*, 49, 1957, p. 128.
([23]) *Acta Endocrinol.*, 18, 1955, p. 219.

BIOMÉTRIE. — *Rapprochement entre les vitesses de croissance des organes et l'évolution de leur composition chimique.* Note (*) de M. **Josef Hrachovec**, transmise par M. Léon Binet.

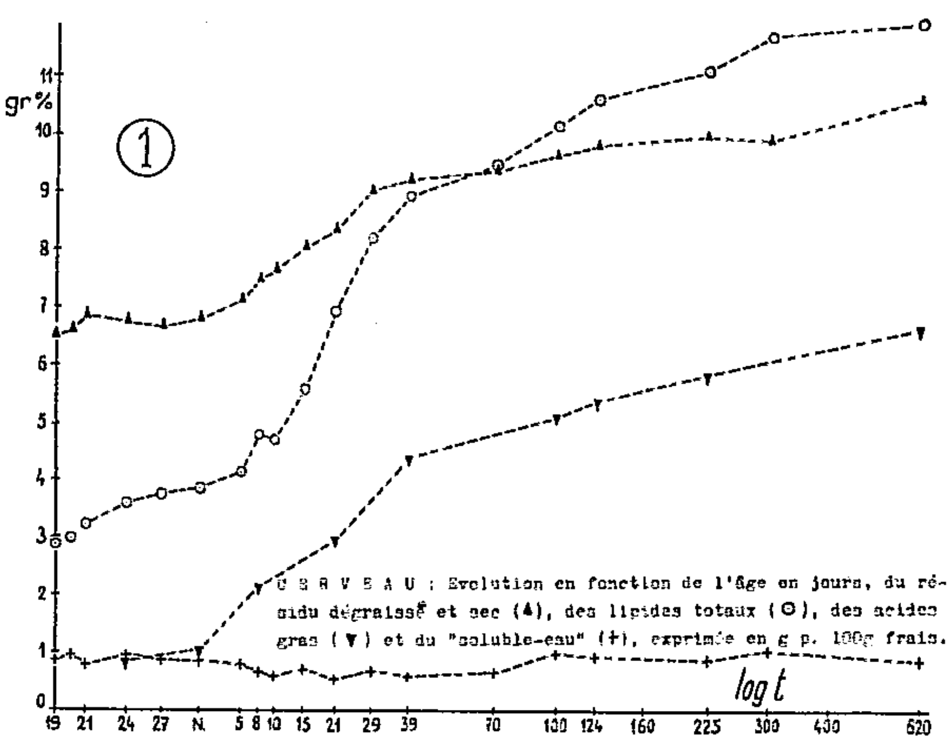
Le cerveau dont la croissance est très rapide contient à l'âge adulte 12 g % de lipides totaux; le muscle qui s'accroît très lentement en contient seulement 2 g %; les poumons qui présentent une vitesse de croissance intermédiaire en contiennent 5 g %. On observe le contraire pour le résidu dégraissé et sec qui dans le cerveau, les poumons et le muscle atteint respectivement 11, 16 et 21 g %.

Nous avons entrepris une série d'études sur les changements de la composition chimique des organes et des tissus au cours du développement embryonnaire et postembryonnaire en nous demandant : 1° comment évolue la composition chimique des divers organes et tissus et 2° comment évoluent certains composés à l'intérieur de ces organes, ceci afin de rassembler des données sur l'étude des facteurs déterminant cette évolution. Dans une Note précédente ([1]) nous avons montré qu'on peut rapprocher les différences entre les vitesses de croissance pondérale des divers organes et tissus des différences d'évolution de leurs teneurs en phosphore lipidique et en cholestérol libre. Un rapprochement similaire semble être également possible en ce qui concerne l'évolution des teneurs en d'autres composés tissulaires, plus particulièrement les lipides totaux et le résidu dégraissé et sec.

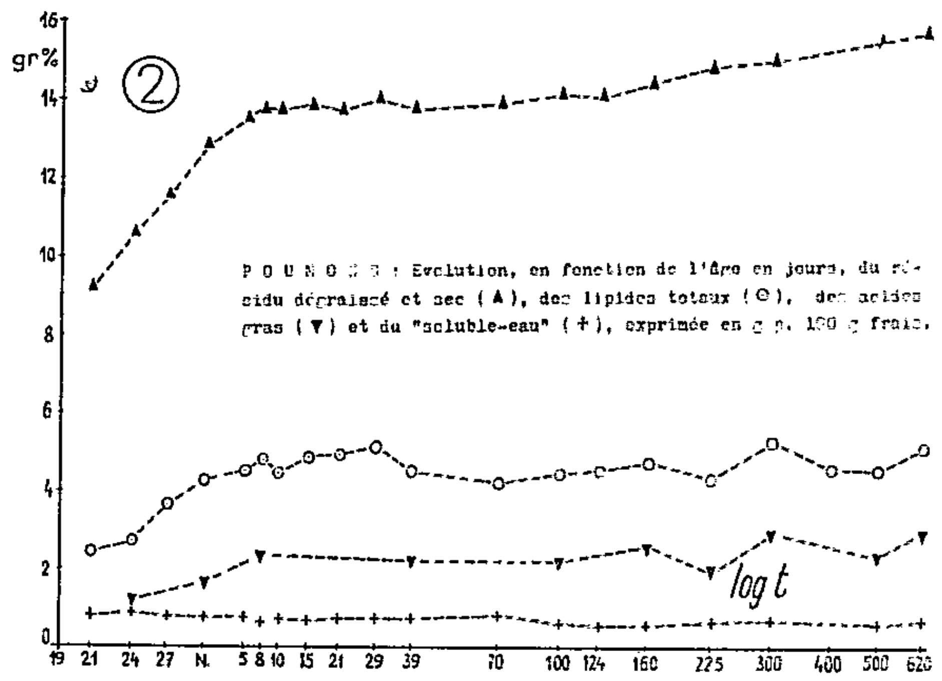
Les analyses ont porté sur le cerveau, les poumons et le muscle de lapins depuis le 19e jour de la vie embryonnaire jusqu'à l'âge adulte. Les lipides ont été extraits par l'alcool bouillant suivant la méthode de Kumagawa, puis, après évaporation de l'alcool, repris à chaud par le benzène anhydre conservé sur sodium. Leur teneur a été déterminée par pesée après évaporation d'une prise aliquote de la solution benzénique précédente. Après évaporation d'une autre prise aliquote, les lipides ont été saponifiés pour déterminer les acides gras. Le résidu dégraissé, après l'extraction dans l'appareil de Kumagawa, a été séché sous vide, jusqu'à poids constant et pesé. Le « soluble-eau » correspond aux substances qui se dissolvent dans l'alcool au cours de l'extraction, mais qui ne sont pas solubles dans le benzène anhydre; il a été pesé également après dessiccation à l'étuve et permet, avec les lipides totaux et le résidu dégraissé et sec, de calculer le poids sec total et, par différence, la teneur en eau.

Sur la figure 1, on voit que la teneur en résidu dégraissé et sec pour 100 g de *cerveau* frais augmente graduellement dès le 19e jour de la vie embryonnaire (6,5 g %) jusqu'à l'âge adulte (10,7 g % au 620e jour après la naissance). La teneur en lipides totaux, qui augmente également au cours du développement, présente par contre une augmentation nettement plus rapide : ayant au 19e jour de la vie embryonnaire une valeur deux fois plus faible (2,9 g %) que celle du résidu dégraissé et sec, elle la dépasse à la puberté et atteint 12 g % au 620e jour. On voit également que l'aug-

mentation de la teneur en lipides totaux au cours du développement est suivie, à peu près parallèlement, par celle des acides gras; par contre, les variations de la teneur en « soluble-eau » du cerveau (de même que celles des poumons) ne présentent aucune relation apparente avec l'âge de l'animal.



Sur la figure 2, on voit que la teneur en résidu dégraissé et sec pour 100 g de *poumons* frais augmente graduellement dès le 21ᵉ jour de la vie embryonnaire (9,2 g %), pour atteindre à l'âge adulte les valeurs de 16 g % qui sont de 50 % plus élevées que celles du cerveau. La teneur en lipides



totaux augmente également dès le 21ᵉ de la vie embryonnaire (2,5 g %) pour atteindre 2 à 3 semaines après la naissance les valeurs de l'âge adulte (4,7 à 5,3 g %) qui représentent à peu près la moitié de celles du cerveau; cette augmentation est accompagnée également d'une augmentation parallèle de la teneur en acides gras.

Sur la figure 3, on voit que la teneur en résidu dégraissé et sec pour 100 g de *muscle* frais augmente graduellement dès le 21[e] jour de la vie embryonnaire (7,5 g %) pour atteindre à l'âge adulte des valeurs (21,2 g %) qui sont 100 % plus élevées que celles du cerveau. La teneur en lipides totaux augmente dès le 21[e] jour de la vie embryonnaire (2,1 g %) jusqu'aux valeurs maxima d'environ 3,4 à 3,7 g %, vers la 2[e] à la 3[e] semaine après la naissance,

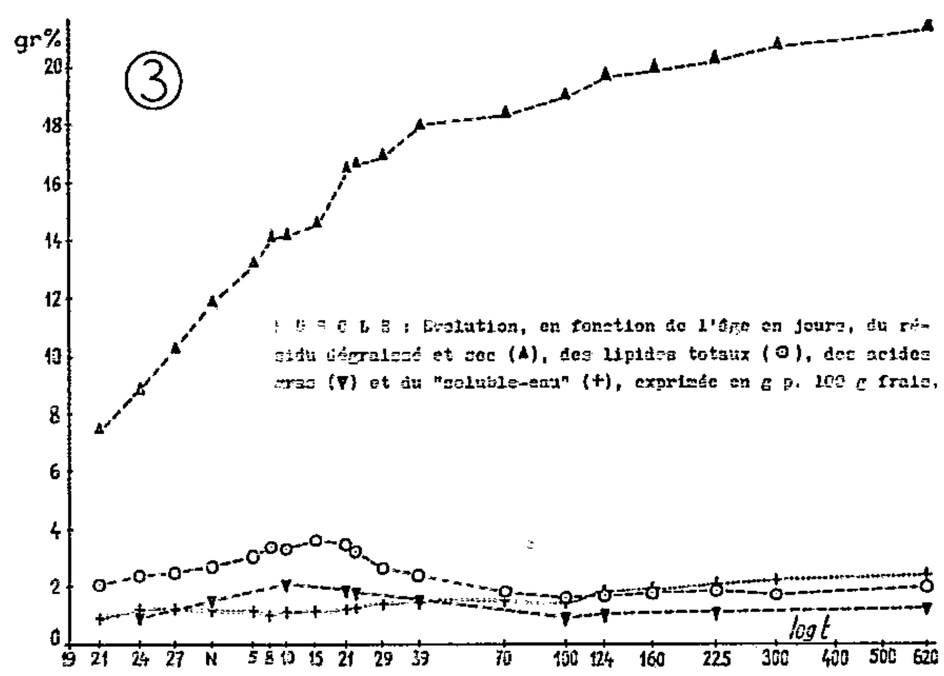


FIGURE 3 : Évolution, en fonction de l'âge en jours, du résidu dégraissé et sec (▲), des lipides totaux (⊙), des acides gras (▼) et du "soluble-eau" (+), exprimée en g p. 100 g frais.

pour diminuer ensuite jusqu'aux valeurs de l'âge adulte (1,75 à 1,95 g %); cette évolution de la teneur du muscle en lipides totaux est accompagnée également d'une évolution parallèle de la teneur en acides gras. Par contre, la teneur en « soluble-eau » du muscle qui présente des valeurs de 0,95 à 1,15 g % jusqu'à l'âge de 1 ou 2 semaines, monte à 1,42 g % au 29[e] jour, à 1,79 g % au 100[e] jour, à 1,95 g % au 160[e] jour et à 2,41 g % au 620[e] jour après la naissance.

Si l'on prend maintenant en considération l'ordre dans lequel nous avons classé les organes et tissus suivant les différences de leurs vitesses de croissance et suivant les différences de l'évolution de leur teneur en phosphore lipidique ou en cholestérol libre [1], on voit que le cerveau, qui s'approche le plus rapidement de son poids limite, présente à l'âge adulte la teneur la plus faible en résidu dégraissé et sec et la teneur la plus élevée en lipides totaux. On observe le contraire avec le muscle qui atteint très lentement son poids limite, et qui présente une teneur en résidu dégraissé et sec 100 % plus élevée que celle du cerveau, alors que sa teneur en lipides totaux ne représente que 16 à 18 % de celle du cerveau. Dans le cas des poumons qui s'accroissent au cours du développement avec une vitesse intermédiaire entre celle du cerveau et celle du muscle, la teneur en résidu dégraissé et sec, de même que celle des lipides totaux, présente des valeurs qui sont également intermédiaires entre celles du cerveau et celles du muscle.

Dans l'ensemble, ces résultats semblent indiquer que les facteurs qui dirigent l'évolution de la composition chimique des divers organes au cours

du développement sont les mêmes pour tous ces organes et que c'est seulement l'intensité de ces facteurs qui est différente dans chaque organe et dans chaque tissu, comme cela se déduit aussi des différences entre les vitesses de croissance pondérale de ces mêmes organes et tissus.

(*) Séance du 3 juin 1957.
(1) J. HRACHOVEC, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 1071; *Nature* (London), **178**, 1956, p. 496.

HISTOIRE DES SCIENCES. — *Un précurseur de Mendel, le Pharmacien Colladon.* Note de M. **JEAN ROSTAND**, présentée par M. Maurice Caullery.

J'ai récemment signalé (1) qu'un pharmacien de Genève, M. Colladon, avait effectué, avant 1829, des croisements de Souris grises et de Souris blanches, et qu'il en avait tiré quelques conclusions touchant la transmission et la permanence des caractères raciaux. L'existence de ces tentatives expérimentales m'avait été révélée par la lecture d'un opuscule du physiologiste W. F. Edwards (2).

D'après le généticien H. Grüneberg, qui, à son tour, s'est vivement intéressé à ce précurseur du mendélisme (3), il s'agirait de Louis-Théodore-Frédéric Colladon (avec deux *l*), qui vécut à Genève entre 1792 et 1862, et dont on connaît deux publications : *Histoire naturelle et médicale des Casses, et particulièrement des Casses et des Sénés employés en médecine* (1816), et *Relation d'une descente en mer dans la cloche des plongeurs* (1821).

A la faveur d'une indication fortuitement relevée dans l'Ouvrage de Prosper Lucas (4), j'ai pu retrouver un Mémoire de Prévost et Dumas (5) qui contient de précieux éclaircissements sur les expériences de Colladon :

« *Nous avons pu, grâce à la complaisante amitié de M. Colladon, membre distingué de la Société de Physique de Genève, soumettre à diverses reprises les liqueurs spermatiques de la Souris blanche et de la Souris grise à un examen comparatif.... A l'époque où nous étions occupés de cette recherche intéressante, M. Colladon fit connaître à la Société de Physique le résultat des observations qu'il faisait avec zèle et sagacité sur les deux races de la Souris depuis quelques années. Les variétés blanche et grise s'accouplent sans difficulté; mais les petits qu'elles produisent, n'offrent aucun mélange de nuance dans le pelage. Quelle que soit la combinaison de mâle et de femelle qu'on emploie, la génération qui en provient renferme des individus blancs et des individus gris en nombre variable; il ne se présente jamais de métis. Il en est de même si l'on forme de nouvelles associations entre les souris blanches et les souris grises de cette première génération; cette singularité se conserve encore à la troisième, et probablement elle persisterait malgré tous les mélanges*

successifs, puisque le nombre considérable des portées dont on a été témoin dans ces recherches n'a pu faire apercevoir d'altération dans la pureté des types gris et blancs originels.

« *Ces circonstances se conçoivent aisément, lorsqu'on admet avec tous les naturalistes l'identité de l'espèce et qu'on envisage simplement l'état particulier du pelage comme une maladie semblable à celui qui produit les albinos chez l'Homme. Mais elles n'en sont pas moins remarquables et nous devons souhaiter qu'elles soient bientôt publiées avec tout le détail nécessaire, puisqu'elles ont pour objet de jeter quelque jour sur l'histoire des métis, l'un des points de la génération des êtres organisés qui nous promet le plus de lumière relativement à l'influence particulière au mâle et à celle que nos observations subséquentes tendent à placer dans la femelle.* »

Ce passage nous enseigne : 1° que les expériences de Colladon ont été poursuivies durant plusieurs années; 2° qu'elles étaient déjà effectuées en 1824, mais non publiées à cette date; 3° que Colladon avait très bien vu l'un des faits essentiels du mendélisme, à savoir la permanence d'un caractère racial à travers plusieurs générations successives.

C'est, très vraisemblablement, par le Mémoire de Prévost et Dumas que W. F. Edwards eut connaissance des résultats de Colladon, car lui-même collaborait, aux *Annales des Sciences naturelles* (par exemple, t. 5, 1825, p. 51).

Quant à Mendel, il n'est pas impossible, comme le suggère Grüneberg, qu'il ait entendu parler de ces expériences et qu'elles aient plus ou moins directement inspiré ses propres recherches sur l'hybridation.

(1) J. ROSTAND, *Un précurseur inconnu de Mendel* (*Revue d'Histoire des Sciences*, avril-juin 1955); — *L'Atomisme en Biologie*, chap. IX.

(2) Des caractères physiologiques des races humaines considérés dans leur rapports avec l'Histoire. Lettre à Amédée Thierry, auteur de l'*Histoire des Gaulois*, Compère jeune, Paris, 1829.

(3) *Genes in mammalian development*, Leçon inaugurale à l'University College, 12 novembre 1956, p. 5-7.

(4) *Traité philosophique et physiologique de l'Hérédité naturelle*, Baillière, 1, 1847, p. 212.

(5) *Ann. Sc. nat.*, 1, 1824, p. 179 et suiv.

GÉNÉTIQUE. — *Zygose létale dans des croisements entre souches colicinogènes et non colicinogènes d'*Escherichia coli. Note de MM. **LAJOS ALFOLDI, FRANÇOIS JACOB** et **ÉLIE L. WOLLMAN**, transmise par M. Jacques Tréfouël.

Dans les croisements entre F^+col^+ (ou Hfr col^+) et F^-col^-, le caractère col^+ est transmis en 60 mn à 80 % de la population F^- et le transfert débute vers la 3e ou 4e minute. Dans les croisements entre Hfr col^- et F^-col^+, le caractère col^- n'est pas transmis au cours de la conjugaison qui entraîne la mort de 90 % des bactéries réceptrices. Le mécanisme de cette zygose létale demeure obscur.

Certaines souches d'*Escherichia coli* produisent des *colicines*, substances dont l'action est létale pour d'autres souches d'*E. coli*. En mélangeant pendant plusieurs heures à 37° des bactéries colicinogènes (col^+) et des bactéries non colicinogènes (col^-), P. Frédéricq [1] a observé le transfert du caractère colicinogène des bactéries col^+ aux bactéries col^-. Le transfert semble être la conséquence d'une conjugaison car, dans des croisements entre bactéries de signes sexuels connus, le transfert du caractère col^+ a lieu seulement de bactéries F^+ à bactéries F^-. Dans le croisement inverse, $F^+ col^- \times F^- col^+$, on n'observe de transfert ni du caractère col^+ des F^- aux F^+, ni du caractère col^- des F^+ aux F^-. Cette asymétrie observée dans les croisements, et le fait que le caractère col^+ est transmis indépendamment des autres caractères génétiques connus, ont conduit P. Frédéricq et M. Betz-Bareau [2] à postuler pour la colicinogénie un déterminisme cytoplasmique.

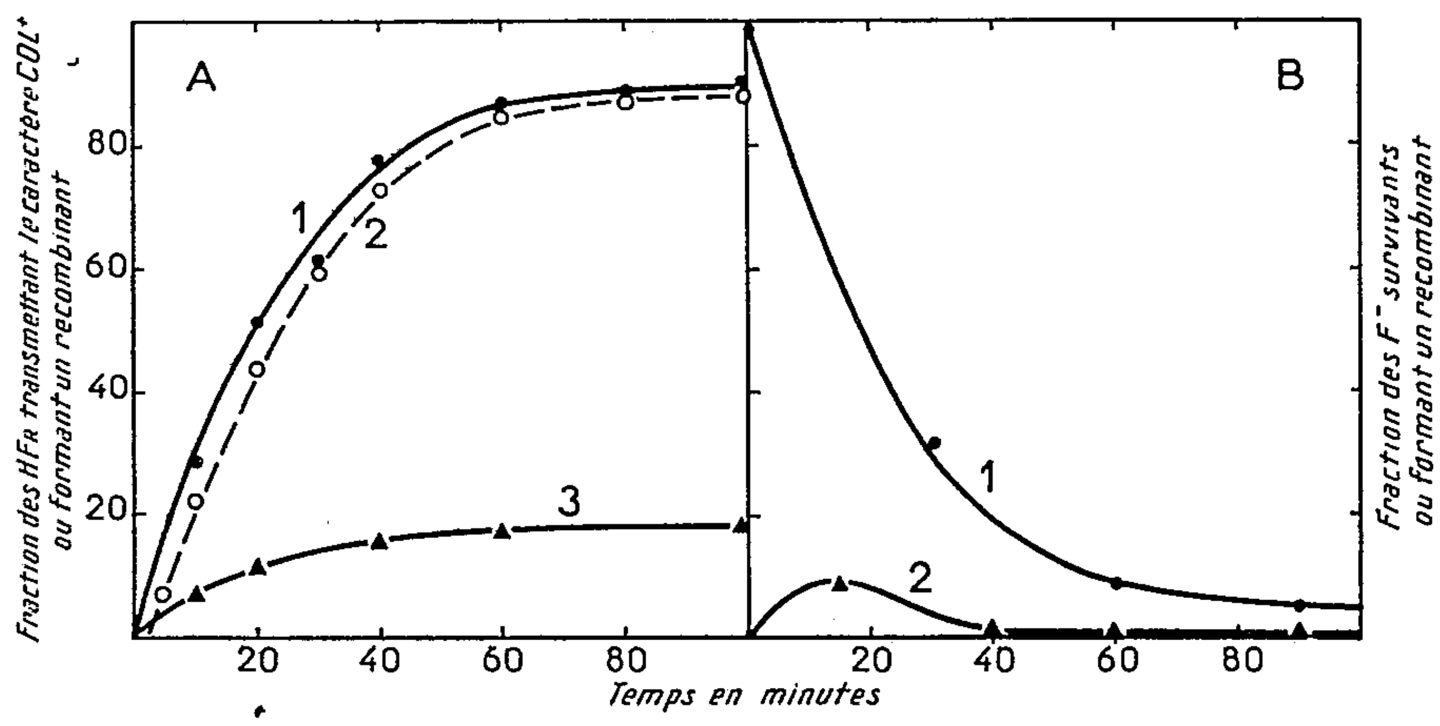
Nous avons repris cette étude avec la colicine produite par *E. coli* K 30 et qui peut être transmise à *E. coli* K 12 [1]. Toutes les expériences ont été réalisées avec des souches K 12 de types sexuels connus et rendues toutes *résistantes* à cette colicine. Lorsque des bactéries $F^- col^-$ sont mélangées, à 37°, à un excès de $F^+ col^+$, 70 % environ des bactéries F^- ont acquis le caractère col^+ après 60 mn de contact. Des expériences où la conjugaison est interrompue mécaniquement à des temps variables [3] indiquent que le transfert du caractère col^+ commence 3 à 4 mn après le début du croisement. Dans le croisement inverse $F^+ col^- \times F^- col^+$, nous avons vérifié que le caractère col^- n'est pas transmis du F^+ au F^-, ni le caractère col^+ du F^- au F^+.

Dans les croisements Hfr $\times F^-$, on peut suivre à la fois le transfert du caractère colicinogène et la formation des recombinants. Les souches Hfr utilisées sont du type Hfr H décrit par W. Hayes [4] et possèdent les caractères $T^+L^+T_1{}^sLac^+ Gal_b{}^+ S^s$ [5], alors que les bactéries F^- présentent les caractères inverses.

Dans un croisement Hfr $col^+ \times F^- col^-$, 80 % environ des Hfr transmettent aux F^- le caractère col^+ pendant les 60 premières minutes, et la cinétique observée est analogue à la cinétique de formation des recombinants (*fig.* A). Comme dans les croisements $F^+ col^+ \times F^- col^-$, le transfert du caractère col^+ débute 3 à 4 mn après le mélange des souches. Parmi les recombinants $T^+L^+S^r$ ou $Gal^+ S^r$ formés, 50 % environ héritent du caractère col^+ quelle que soit la classe considérée. On n'observe donc pas de liaison génétique entre le caractère col^+ et aucun des autres caractères considérés.

Dans les croisements Hfr $col^- \times F^- col^+$, on n'observe pas de transfert du caractère colicinogène aux bactéries F^-, ni aux recombinants. Ce résultat analogue à celui obtenu par P. Frédéricq et M. Betz-Bareau [2] dans les

croisements F^+ col^- × F^- col^+ pose évidemment le problème du mécanisme de la transmission du caractère colicinogène. On peut, en particulier, se demander si l'absence apparente de transmission du caractère col^- ne s'expliquerait pas par un mécanisme de sélection, les bactéries ayant reçu le caractère col^- ne survivant pas au croisement. Effectivement, si l'on mélange des bactéries F^- col^+ avec un excès de Hfr col^-, on constate que le nombre de F^- viables décroît très rapidement en fonction du temps et au bout de 90 mn atteint un plateau correspondant à 10 % des bactéries initiales (*fig.* B). Si, dans le même croisement, on mesure le nombre des recombinants ($T^+L^+S^r$) formés en fonction du temps, on constate que ce nombre s'élève rapidement pendant les 15 premières minutes puis décroît, comme le nombre des bactéries F^- viables, pour atteindre un plateau (*fig.* B). Ces phénomènes ne s'observent dans aucun des autres croisements Hfr col^- × F^- col^-, Hfr col^+ × F^- col^- et Hfr col^+ × F^- col^+.



A. Des bactéries Hfr col^+S^s sont mélangées à temps 0 avec un excès de bactéries $F^-col^-S^r$ (10^7 Hfr pour 2.10^8 F^-) et le mélange est agité à 37°. A des temps variables, des échantillons sont dilués, puis étalés, soit directement, soit après agitation dans un « mixeur », sur gélose nutritive à la streptomycine, où seuls les F^- forment des colonies, et le caractère col^+ ou col^- de ces colonies est déterminé. On mesure également le nombre des recombinants $T^+L^+S^r$. En fonction du temps de prélèvement sont portées les fractions des Hfr initiaux ayant transmis le caractère col^+, sans interruption (courbe 1), ou après interruption mécanique (courbe 2) de la conjugaison, ainsi que la fraction des Hfr ayant formé des recombinants $T^+L^+S^r$ (courbe 3).

B. Des bactéries $F^-col^+S^r$ sont mélangées à temps 0 avec un excès de Hfr col^-S^s (10^7 F^- pour 2.10^8 Hfr) et ce mélange est agité à 37°. A des temps variables, des échantillons sont dilués et étalés, soit sur gélose nutritive à la streptomycine, soit sur milieu permettant de sélectionner les recombinants $T^+L^+S^r$. En fonction du temps de prélèvement sont portées les fractions des bactéries F^- initiales capables de former une colonie (courbe 1) ou un recombinant $T^+L^+S^r$ (courbe 2).

Il est donc clair qu'on se trouve en présence d'un phénomène de *zygose létale*, la conjugaison entre bactéries donatrices non colicinogènes et bactéries réceptrices colicinogènes (les deux types étant résistants à la colicine considérée) entraînant la mort d'environ 90 % des zygotes formés.

Contrairement à ce qu'on observe dans le cas de l'*induction zygotique* de bactéries lysogènes (⁶) où la zygose létale est la conséquence du transfert d'un prophage inductible, ici c'est le transfert d'éléments provenant de bactéries non colicinogènes qui entraîne la mort des bactéries réceptrices colicinogènes. Cette zygose létale qui permet d'expliquer l'asymétrie observée dans les croisements entre bactéries col^+ et bactéries col^-, c'est-à-dire l'absence de transmission génétique du caractère col^- de bactéries donatrices à bactéries réceptrices, demeure cependant obscure quant à son mécanisme. En particulier, il n'est pas encore possible de décider si les éléments dont le transfert de bactéries col^- à bactéries col^+ entraîne la mort de celles-ci sont de nature nucléaire ou cytoplasmique.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 399.
(2) *C. R. Soc. Biol.*, 147, 1953, p. 2043.
(3) E. L. Wollman et F. Jacob, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 2449.
(4) *Cold Spring Harbor Symp. Quant. Biol.*, 18, 1953, p. 75.
(5) Synthèse de la thréonine (T), de la leucine (L), fermentation du lactose (Lac), du galactose (Gal), sensibilité (s) au phage T_1, à la streptomycine (S).
(6) F. Jacob et E. L. Wollman, *Comptes rendus*, 239, 1954, p. 317.

BIOLOGIE PHYSICOCHIMIQUE. — *Effet de l'urée sur le potentiel d'oxydo-réduction de quelques complexes hémine-base azotée.* Note (*) de

M. **Ramaprasad Banerjee**, présentée par M. Jacques Duclaux.

En présence d'urée 4 M, il y a un abaissement du potentiel de demi-réduction des complexes de l'hémine avec plusieurs bases azotées, dans certaines régions de pH. Cet effet est comparé à l'effet de l'urée 4 M sur le potentiel du système hémoglobine-méthémoglobine. L'effet de l'urée sur les complexes étudiés ne rend compte qu'en faible mesure des variations d'énergie qu'implique l'action de l'urée sur l'hémoprotéine.

J. F. Taylor (1) a observé que le potentiel d'oxydo-réduction du système hémoglobine-méthémoglobine (de cheval et de chien) est abaissé, pour un pH donné, de 40 mV environ en présence d'urée 4 M. Récemment H. Colson-Guastalla (2) a montré, par une étude cinétique, l'existence d'un effet analogue de l'urée sur le système hémoglobine-méthémoglobine humaine, bien qu'il y ait une évolution de cette dernière en présence d'urée. Cette action de l'urée est immédiate et réversible et se manifeste par un abaissement du potentiel d'oxydo-réduction avant qu'aucune modification spectrale se soit manifestée.

Dans la présente étude, on s'est proposé de tenter de localiser cette action primaire de l'urée sur la molécule d'hémoprotéine. On a fait une étude systématique de l'effet de l'urée sur le potentiel d'oxydo-réduction (dans un domaine de pH étendu) de l'hémine complexée à différentes bases

ou corps azotés, contenant ou non un groupe imidazole. (On pense en effet que dans l'hémoglobine le groupe prosthétique est lié à la globine par un groupe imidazole.) Ainsi on a étudié les systèmes ferro-ferrihémine et les complexes de ferro-ferrihémine avec l'histidine, l'histidyl-histidine, la pilocarpine, la pyridine et l'α-picoline. Le complexe hémine-cyanure a été également étudié.

L'étude sur le potentiel d'oxydo-réduction a été faite par titrage en solution tampon borate 0,2 M, en l'absence ou en présence d'urée 4 M. On emploie une concentration de base azotée relativement très élevée par rapport à celle de l'hémine, afin que la métalloporphyrine soit complètement complexée [suivant les indications de E. S. G. Barron ([3]), ce qu'on vérifie spectralement].

Les résultats expérimentaux portés sur les graphiques (*fig.* 1 et 2) montrent nettement que le potentiel de demi-réduction E'_0 des complexes contenant des bases azotées est abaissé par la présence d'urée; cet abaissement atteint 20 mV environ dans certaines régions de pH. Par contre, le potentiel du système non complexé (ferro-ferrihémine) et du complexe hémine-cyanure ne l'est pas dans tout le domaine étudié.

La variation avec le pH des potentiels de demi-réduction E'_0 des différents systèmes étudiés reste linéaire dans un intervalle de pH assez étendu. Pour les complexes hémine-pilocarpine, hémine-α-picoline, ainsi que pour l'hémine non complexée, il en est ainsi dans tout l'intervalle de pH compris entre 7,4 et 9,0 et la pente de la droite E'_0 (pH) est de 60 mV par unité de pH pour l'hémine, 48 mV pour l'hémine-α-picoline et 12 mV pour l'hémine-pilocarpine. Pour les complexes hémine-histidine, hémine-histidyl-histidine et hémine-pyridine, on observe, pour une certaine valeur de pH, un changement d'allure dans la loi de variation de E'_0 avec le pH : la courbe E'_0 (pH) présente deux tronçons linéaires, l'un correspond à une pente de 60 mV par unité de pH, l'autre correspond à une pente moins grande (15 mV environ pour l'hémine-histidine) ou même nulle (hémine-pyridine). La présence d'urée ne modifie pas la pente de ces tronçons linéaires. Mais l'abaissement $\Delta E'_0$ introduit par la présence d'urée est plus important (20 mV) dans la région où le potentiel E'_0 varie de 60 mV par unité de pH; l'abaissement du potentiel disparaît ou devient infime dans la région où E'_0 ne varie pas, ou varie moins en fonction du pH. Ces résultats semblent indiquer que l'effet de l'urée est lié à un certain état d'ionisation des complexes étudiés.

L'abaissement $\Delta E'_0$ apporté par la présence d'urée au potentiel E'_0 des systèmes étudiés ici permet d'évaluer la différence des variations d'énergie libre correspondant à l'action de l'urée sur les formes réduites et oxydées respectivement. La valeur 20 mV qu'atteint $\Delta E'_0$ dans certaines régions

de pH correspond à une différence ΔF des variations d'énergie libre de 460 cal/mol. Il est à remarquer qu'on trouve une valeur de ΔF plus

Fig 1

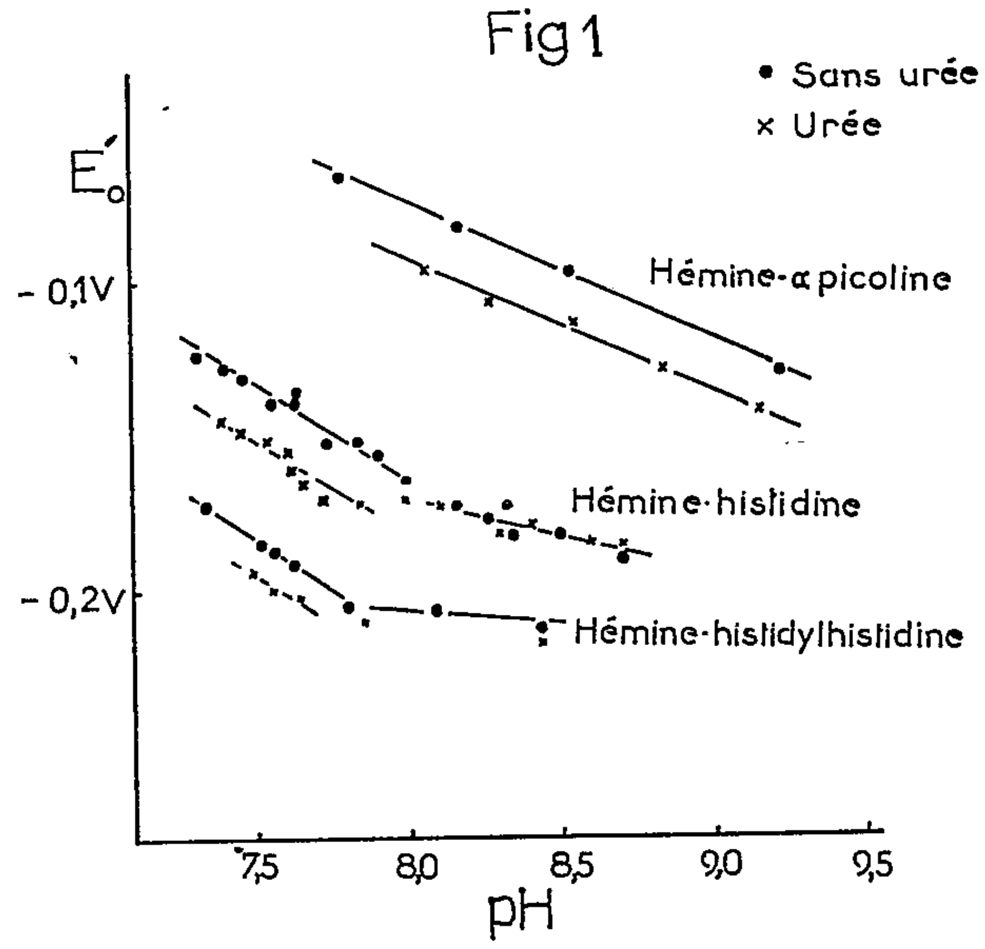
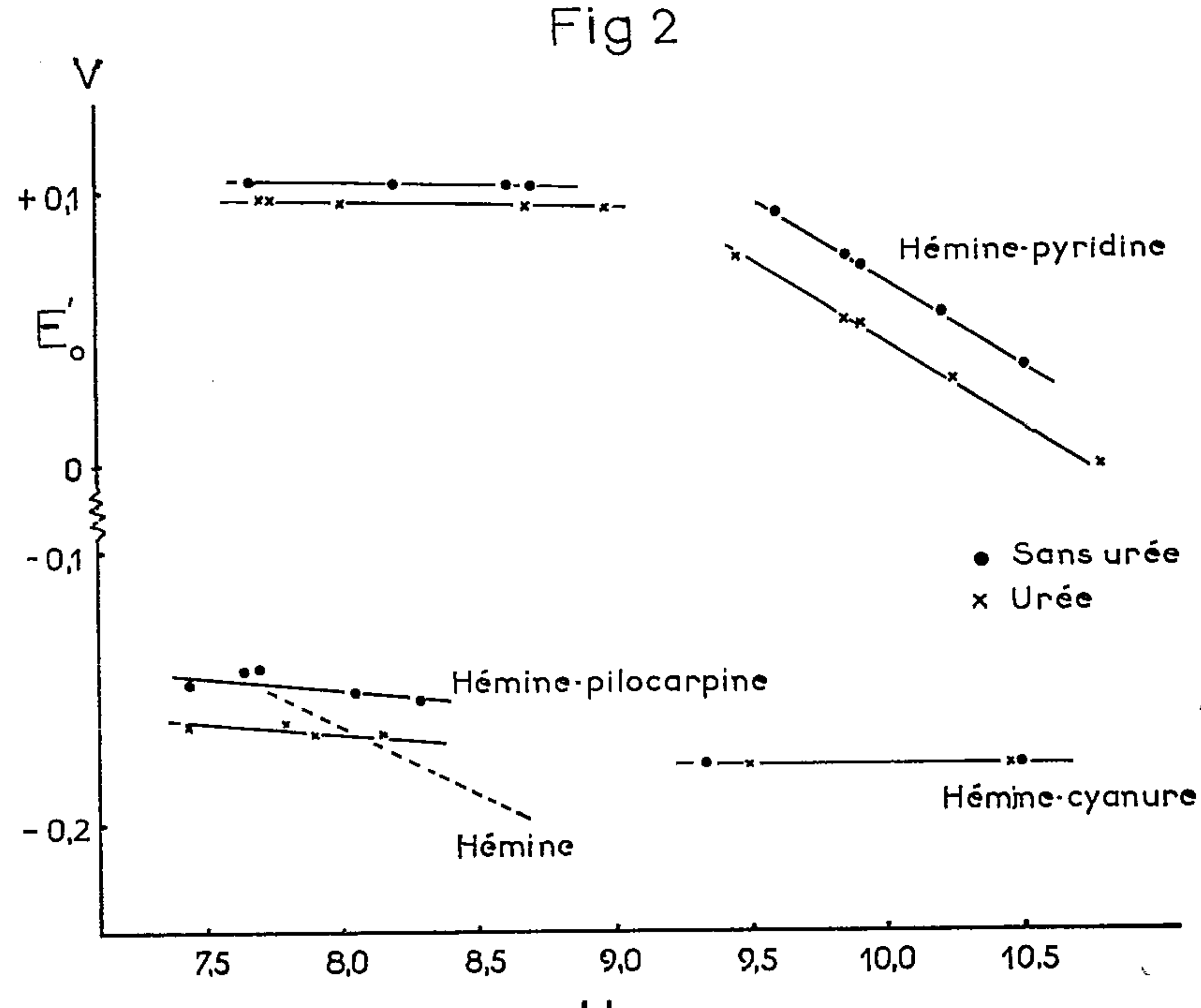


Fig 2



grande (1200 cal/mol, $\Delta E'_0 \approx 50$ mV) dans le cas où l'urée agit sur le système hémoglobine-méthémoglobine ([2]).

D'autre part, la connaissance des variations de $\Delta E'_0$ avec la température, soit $\partial \Delta E'_0/\partial T$, permet d'évaluer les différences des variations d'entropie et d'enthalpie qui correspondent à l'action de l'urée sur les formes réduites et oxydées. On a cherché à mesurer directement l'effet d'une variation de température ($\partial T = \pm 20^\circ$ C entre 30 et 10° C) sur la différence entre les potentiels de demi-réduction de quelques systèmes hémine-base azotée (pyridine, α-picoline, histidine), en l'absence d'urée et en présence d'urée 4 M. A la précision des mesures (1 à 2 mV), cet effet est nul; la différence des variations d'entropie est donc nulle, et la différence des variations d'enthalpie est égale à la différence des variations d'énergie libre (460 cal/mol). Or, Colson-Guastalla a mesuré une variation de — 0,6 mV/degré (entre 20 et 35° C) sur l'abaissement $\Delta E'_0$ produit par la présence d'urée 4 M sur le système hémoglobine-méthémoglobine. Cet effet correspond à une différence des variations d'entropie de 14 cal/degré. Le calcul de la différence des variations d'enthalpie donne environ 5 500 cal/mol, valeur qui dépasse largement ce que nous trouvons (460 cal/mol) pour les complexes hémine-bases azotées.

Ces données montrent que l'effet de l'urée sur les systèmes hémine-bases azotées étudiés ici est différent de l'effet primaire de l'urée sur le système hémoglobine-méthémoglobine; il ne pourrait en rendre compte qu'en très faible mesure.

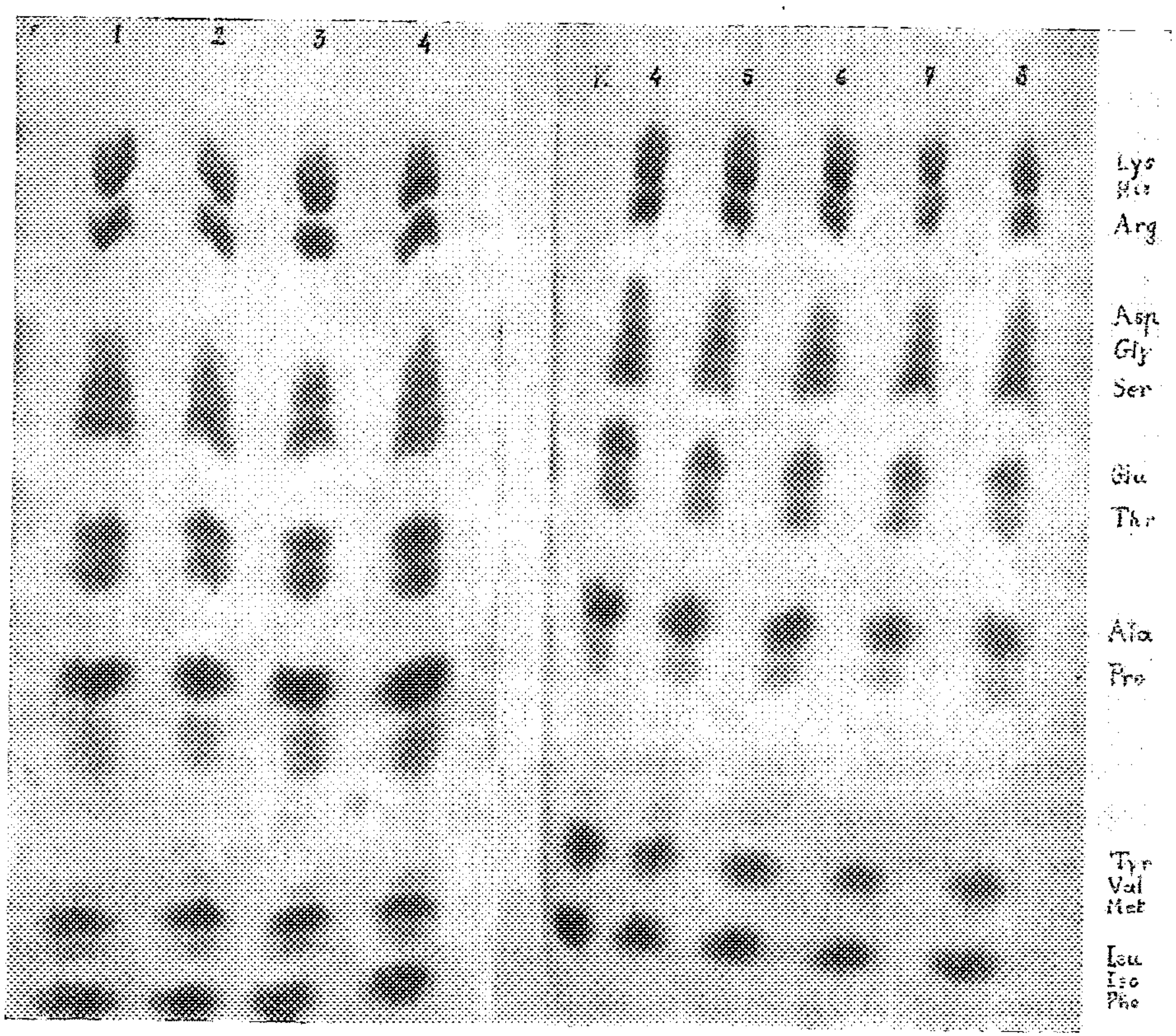
(*) Séance du 3 juin 1957.
(1) *J. Biol. Chem.*, 144, 1942, p. 7.
(2) *Thèse*, Paris 1956.
(3) *J. Biol. Chem.*, 121, 1937, p. 285.

BIOCHIMIE. — *Étude biochimique comparée des nucléohistones de différents vertébrés*. Note de Mlle **Alice Knobloch**, MM. **Hiromichi Matsudaira** (1) et **Roger Vendrely**, présentée par M. Robert Courrier.

L'analyse comparée, par chromatographie, de nucléohistones provenant de noyaux de diverses espèces de vertébrés (1 mammifère, 4 poissons, 2 oiseaux, 1 batracien) indique une composition chimique globale très sensiblement identique. La similarité analytique des différents ADN à travers les espèces est donc « reflétée » par une similarité analytique semblable des histones qui leur sont associées.

Les travaux de R. Vendrely et C. Vendrely (2), (3), (4) sur la teneur comparée en acide désoxyribonucléique (ADN) et en arginine de noyaux somatiques dans différentes espèces semblent indiquer l'existence d'une relation constante entre ces deux éléments à travers diverses espèces animales. En effet, le rapport ADN/arginine est sensiblement le même dans les noyaux d'érythrocytes de truite, de carpe, de brochet, de coq, dans les noyaux de thymus de veau, etc., bien que la teneur absolue en ADN

de ces noyaux soit très différente d'une espèce à l'autre. Ce rapport constant entre l'ADN et cet acide aminé basique, constituant caractéristique des histones, décèle-t-il une identité de constitution entre les nucléohistones de différentes espèces ? Les résultats de nombreuses analyses



Chromatogrammes de nucléohistones provenant de différents vertébrés.
(Volume d'hydrolysat rapporté à une même quantité d'ADN.)

1. Nucléohistone d'érythrocyte de carpe;
2. » d'érythrocyte de truite;
3. » d'érythrocyte de brochet;
4. » de thymus de veau;
5. » d'érythrocyte de coq;
6. » d'érythrocyte de canard;
7. » d'érythrocyte de tanche;
8. » d'érythrocyte de grenouille.

Papier Whatman 1. Solvant : butanol, 4 p.; éthanol, 1 p.; acide acétique, 1 p.; eau, 2 p.

d'histones que l'on peut trouver dans la littérature ne peuvent permettre de répondre à cette question car ils ont été obtenus la plupart du temps à partir d'histones libres extraites directement par des solutions acides ou d'autres procédés. En effet, au cours de la séparation de l'histone d'avec l'ADN, il se produit semble-t-il une perte d'une certaine proportion d'acides aminés (lysine, alanine notamment) si bien que l'analyse du produit séparé ne saurait rendre compte de la composition exacte du

complexe. Nous nous sommes donc adressés pour nos analyses à la nucléoprotéine entière isolée par la technique de R. Signer (5) à partir de matériels divers : thymus de veau, érythrocytes de carpe, de truite, de brochet, de grenouille, de coq et de canard; l'analyse chromatographique sur papier de ces nucléohistones s'est révélée facile et la séparation des principaux acides aminés constituant l'histone a été réalisée de façon très satisfaisante. Les volumes d'hydrolysat utilisés pour la chromatographie de ces nucléohistones ont été calculés de manière à correspondre à une même quantité d'ADN. Comme on peut le voir sur les clichés suivants dans la mesure de précision des méthodes employées, les diverses nucléohistones étudiées sont tout à fait semblables, non seulement en ce qui concerne le rapport ADN/arginine, qui, déterminé par la méthode chromatographique est en accord avec les résultats précédents de C. Vendrely et R. Vendrely (3), mais encore en ce qui concerne la proportion d'un grand nombre d'autres acides aminés.

Cette remarquable uniformité de composition entre des nucléohistones provenant d'espèces animales bien différentes (1 mammifère, 2 oiseaux, 4 poissons, 1 batracien) est à rapprocher de l'uniformité analytique globale des ADN dans de nombreuses espèces animales telle qu'elle ressort des travaux de E. Chargaff (6). Cet auteur a montré en effet que les ADN sont très comparables dans toute l'échelle des êtres vivants, en ce qui concerne les proportions de leurs bases azotées; seuls les ADN de certains microorganismes ont une composition nettement différente de celle des autres êtres vivants. Si nos résultats se confirmaient sur un nombre plus important d'espèces on pourrait conclure à une uniformité générale de composition non seulement des ADN mais aussi des nucléohistones dans une grande partie du monde animal.

On sait, d'autre part, que la teneur en ADN des noyaux est une quantité constante caractéristique d'une espèce animale. L'histone semblerait se comporter d'une façon tout à fait parallèle quand on passe d'une espèce à l'autre. Remarquons, à ce sujet, que, comme l'a montré M. Alfert (7), la quantité d'histone par noyau double en même temps que la quantité d'ADN quand le noyau se prépare à la division. La nucléohistone se comporte donc comme un complexe bien défini d'une remarquable constance à travers les espèces étudiées. Si des différences existent dans les histones d'une espèce à l'autre, il s'agit de différences impossibles à apprécier avec nos moyens actuels et à l'échelle des différentes séquences de bases puriques et pyrimidiques qui doivent conférer leur spécificité à la molécule d'ADN.

(1) Boursier du Gouvernement français. Adresse actuelle : Faculté de Médecine, Université de Tokio (Japon).

([2]) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 395.
([3]) *Nature*, 172, 1953, p. 30.
([4]) C. VENDRELY, A. KNOBLOCH et R. VENDRELY, *Biochimica et Biophysica Acta*, 19, 1956, p. 472.
([5]) R. SIGNER et H. SCHWANDER, *Helv. Chim. Acta*, 32, 1949, p. 853.
([6]) E. CHARGAFF dans *The nucleic acids*. Academic Press Inc. publishers, New-York, 1, 1955, p. 3-7.
([7]) M. ALFERT dans *Fine structure of cells*, P. Noordhoff Ltd Groningen, The Netherlands, 1955, p. 157.

(*Centre de Recherches sur les Macromolécules du C. N. R. S, Strasbourg.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Coupure oxydante des esters de l'astaxanthine.* Note (*) de M. **René Grangaud** et Mme **Paulette Chardenot**, présentée par M. Robert Courrier.

Par action du bioxyde de manganèse, la vitamine A_1 (rétinol) en solution dans l'éther de pétrole est oxydée en rétinène$_1$ (rétinal) ([1]). En même temps sont obtenus plusieurs autres dérivés d'oxydation ([2]), ([3]), ([4]). P. Meunier et ses collaborateurs ont en outre montré que dans des conditions expérimentales comparables, le bioxyde de manganèse et aussi l'oxyde de vanadium exercent également leur action oxydante sur le carotène ([5]) en provoquant la coupure de la molécule. Cette *coupure oxydante*, qui porte principalement sur la double liaison centrale, produit non seulement l'aldéhyde correspondant mais encore d'autres dérivés plus oxygénés,

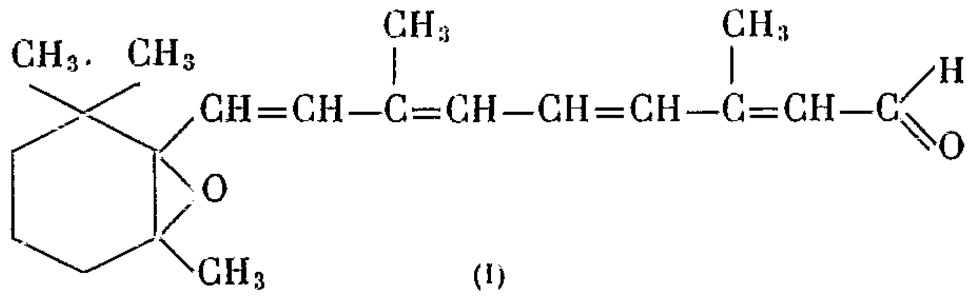
Le présent travail a eu pour objet d'étudier l'action de l'oxyde de vanadium sur l'astaxanthine (3.3'-dihydroxy 4.4'-dicéto β-carotène) comparativement à celle exercée sur le β-carotène. Afin d'éviter l'oxydation des fonctions alcool, ce sont des esters d'astaxanthine qui ont été traités par V_2O_4.

Coupure oxydante des esters d'astaxanthine. — 50 ml d'une solution éthéropétrolique renfermant 1 mg d'esters d'astaxanthine entièrement *trans* ([1]) sont dilués avec un égal volume d'acétone ($\lambda_{max} = 472$ mμ). On ajoute alors 200 mg de V_2O_4; on agite pendant une heure; on laisse reposer 24 heures à l'obscurité et à 0° C puis on filtre. Dans le filtrat, deux composés, séparables par chromatographie sur alumine, sont mis en évidence et caractérisés par leur spectre. Le premier, présent en très petites quantités, possède un maximum d'absorption à $\lambda = 404$ mμ. Le maximum du second, extrêmement net se situe à 330 mμ. L'oxyde de vanadium resté sur le filtre est agité avec du chloroforme; la spectrophotométrie de la solution chloroformique incolore révèle la présence, en quantités très importantes, d'un composé caractérisé par un maximum d'absorption unique à 276 mμ.

Coupure oxydante du β-carotène. — La même technique a été appliquée à une solution de β-carotène (2,5 mg dans 100 ml). Les spectres de la solution

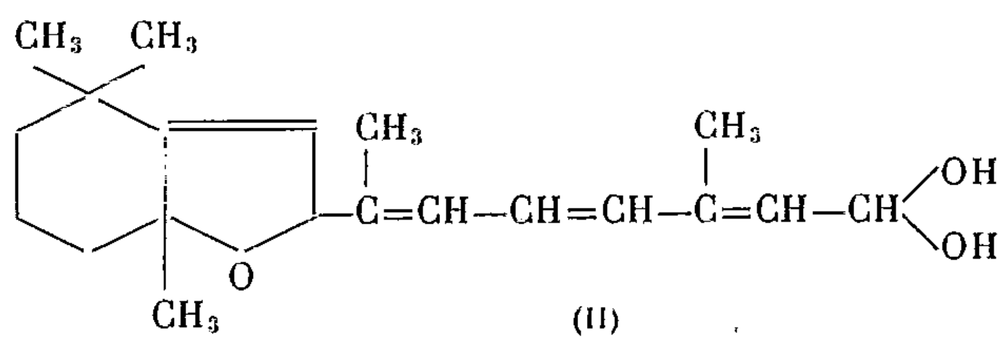
surnageant l'oxyde et du chloroforme d'épuisement présentent respectivement un maximum à $\lambda = 330$ et $\lambda = 276$ mμ.

Discussion. — La confrontation des résultats montre que l'oxyde de vanadium provoque des modifications structurales comparables pour les deux pigments. A partir du carotène se forme l'époxyde 5-6 de rétinène (I) ($\lambda_{max} = 330$ mμ dans l'éther de pétrole) antérieurement obtenu et identifié par P. Meunier et J. Jouanneteau [7] dans des conditions expérimentales légèrement différentes.



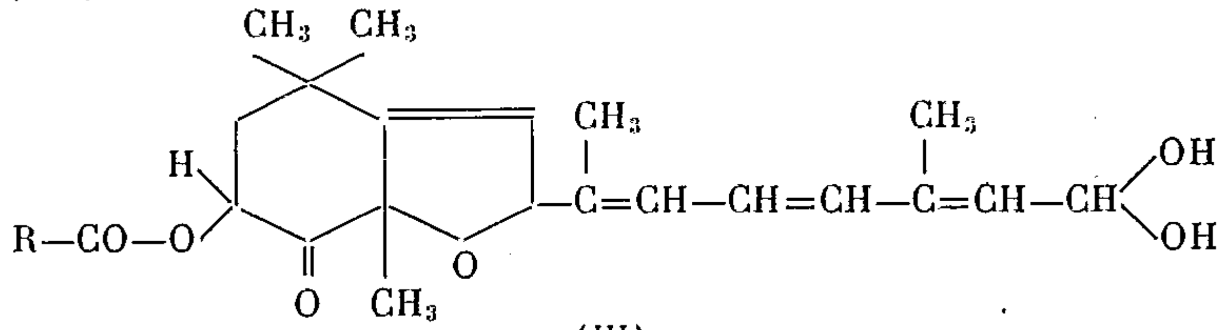
(I)

Quant au composé absorbant à 276 mμ (dans $CHCl_3$), sa constitution ne peut être que très proche de celle de l'isomère furannique ($\lambda_{max} = 275$ mμ) obtenu par R. Mallein [8] à partir de l'époxyde 5-6 de vitamine A_1. La seule différence est que le produit de coupure du carotène doit avoir à l'extrémité de sa chaîne polyénique non une fonction alcool primaire mais une fonction aldéhydique. Cependant dans les conditions observées, c'est sous cette forme d'hydrate d'aldéhyde qu'il doit passer en solution chloroformique. Son système polyénique est alors identique à celui de l'isomère furannique de l'époxyde 5-6 de vitamine A_1 ce qui conduit à la formule suivante (II) :



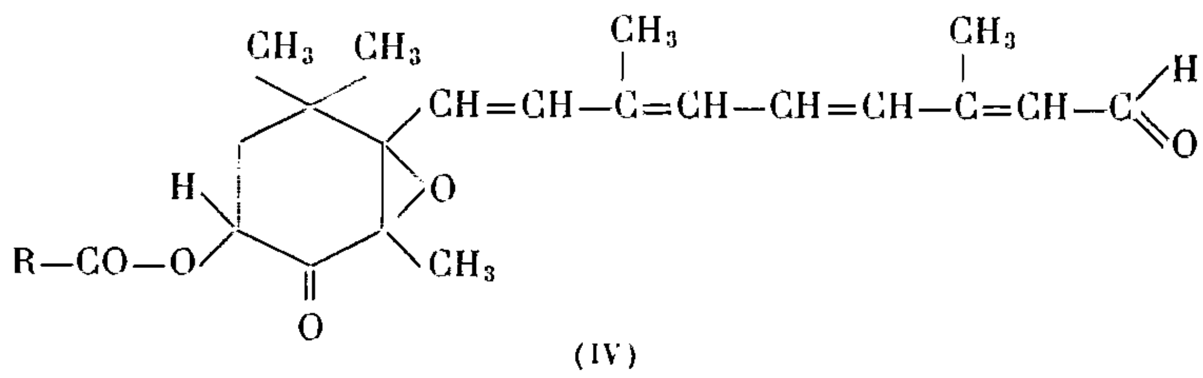
(II)

Cette constitution est confirmée par l'absence de carbonyle (spectre indifférent à la nature du solvant, pas de précipité avec la dinitrophénylhydrazine). Une telle structure implique que des groupements fonctionnels éventuellement présents dans le noyau ne peuvent modifier les caractéristiques spectrales dont les doubles liaisons conjuguées de la chaîne sont responsables. Il est dès lors possible de proposer pour le produit de coupure des esters d'astaxanthine dont le maximum d'absorption se situe également à $\lambda = 276$ mμ la formule ci-dessous (III) :



(III)

La même remarque est également valable pour les produits de coupure ayant leur maximum d'absorption situé à $\lambda = 330$ mμ : la structure époxydique du composé issu du carotène (I) se retrouve nécessairement chez celui formé à partir de l'astaxanthine dont la formule doit être alors la suivante (IV) :



(IV)

En conclusion l'astaxanthine est susceptible de subir la *coupure oxydante* sous l'action de l'oxyde de vanadium. L'analyse spectrale permet, par comparaison avec les produits obtenus dans les mêmes conditions à partir du carotène, de préciser la structure des deux principaux composés formés.

(*) Séance du 3 juin 1957.
(1) S. Baal, T. W. Goodwin et R. A. Morton, *Biochem. J.*, 42, 1948, p. 516.
(1) Solution préparée selon la technique antérieurement décrite (6).
(2) G. Wald, *Journ. Gen. Physiol.*, 31, 1948, p. 489.
(3) P. Meunier et J. Jouanneteau, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 195.
(4) M. Cormier, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 1255.
(5) P. Meunier, J. Jouanneteau et Zwingelstein, *Comptes rendus*, 231, 1950, p. 1170.
(6) R. Grangaud et Mme P. Chardenot, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1767.
(7) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 985.
(8) *Comptes rendus*, 234, 1952, p. 143.

(*Labaratoire de Chimie biologique. Faculté de Médecine et Pharmacie d'Alger.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Voie de transformation de l'acide gluconique lors de sa fermentation par* l'Aspergillus niger. Note de MM. **Didier Bertrand** et **André de Wolf**, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'acide gluconique, métabolite intermédiaire important de la fermentation du saccharose par l'*Aspergillus niger*, passe ensuite par la voie de la phosphorylation oxydative des pentoses, puis par celle de la glycolyse au stade des triosesphosphates et, enfin, dans le cycle des acides tricarboxyliques.

Dans une Note antérieure (1), nous avions montré que l'acide gluconique était un intermédiaire normal de la fermentation du saccharose par l'*Aspergillus niger* et que le thalle de ce champignon renfermait une kinase très active pour l'acide gluconique. Aussi avions-nous émis l'hypothèse que les stades ultérieurs de la dégradation de cet acide devaient passer par la voie des pentosesphosphates (SHM des auteurs anglo-saxons).

S'il en est bien ainsi, il devait exister dans le thalle d'*Aspergillus niger* une acide 6-phosphogluconique déhydrogénase, enzyme découvert par B. L. Horecker et P. Z. Smyrniortis (2) dans la levure et qui, en présence de triphosphopyridinenucléotide (TPN) donne du ribulose-5-phosphate, transformé ultérieurement en ribose-5-phosphate. Cet enzyme a été montré depuis être largement distribué, tant chez les microorganismes que dans les tissus animaux (3), mais n'avait pas encore été trouvé chez l'*Aspergillus niger*.

En opérant suivant la technique de ces auteurs (2) et à partir de thalle cultivé sur acide gluconique (1) et en phase proliférante, nous avons constaté que cet enzyme était présent. Son activité, mesurée à partir du thalle, est de 1,13 unité/mg de protéine [dosée suivant O. Warburg et W. Christian (4)], c'est-à-dire cinq fois plus qu'à partir de levure (2).

La chromatographie des produits de la réaction, faite sur papier, suivant C. S. Hanes et F. A. Isherwood (5) en tenant compte des modifications de Benzon et coll. (6) (solvant : butanol, acide acétique, eau) prouve qu'il y a bien formation d'un dérivé phosphorylé des pentoses. D'autre part, cet enzyme exige la présence de TPN.

Mais il se pourrait que cette voie de dégradation ne soit qu'accessoire et ne conduise qu'à la formation d'acide oxalique (7), au lieu d'être la voie principale (15). Or, R. Banderski et B. Axelrod (8) ont montré qu'à partir de la levure et en fractionnant les dérivés phosphorylés intermédiaires sous forme de sels de baryum suivant la technique de G. Le Page (9), il était possible par chromatographie sur papier de mettre facilement en évidence une grande partie des intermédiaires de la chaîne de la glycolyse de Embden-Meyerhof.

Nous avons opéré de même à partir de thalle d'*Aspergillus niger* cultivé sur acide gluconique et prélevé en fin de phase proliférante, de façon à augmenter les quantités de produits intermédiaires présents.

Dans la fraction « baryum soluble » il n'a été mis en évidence qu'une seule tache de produit phosphorylé et dont le R_f correspond à celui du ribose-5-phosphate chromatographié parallèlement sur la même feuille. De plus le produit ainsi obtenu donne la réaction de Gabriel Bertrand des pentoses (10). Ni le glucose-6-phosphate, ni le fructose-6-phosphate ne peuvent être mis en évidence. Par suite, la seule voie de dégradation de l'acide gluconique est celle des pentosesphosphates.

Dans la fraction « baryum insoluble » il n'est de même mis en évidence qu'une seule tache de dérivé phosphorylé, correspondant à l'acide 3-phosphoglycérique. Ceci indique que la dérivation de la voie oxydative de Horecker rejoint la voie de Embden-Meyerhof au niveau des triosesphosphates.

S'il en est bien ainsi, nous devons retrouver dans le thalle de l'*Aspergillus*

niger cultivé sur acide gluconique, le cycle des acides tricarboxyliques. Sur un thalle cultivé dans ces conditions, la recherche directe de l'acide citrique est difficile. Mais après passage de l'extrait hydroalcoolique sur des résines anioniques et cationiques, puis séparation par chromatographie sur gel de silice suivant E. A. Isherwood ([11]) et N. A. Bullen, J. Varner et B. C. Bunel ([12]), le dosage suivant M. Saffran et D. Denstedt ([13]) est facile à effectuer. Les quantités d'acide citrique trouvées correspondent à celles que nous avions observé dans les thalles cultivés sur milieu normal au saccharose et de plus ici aussi, le cycle citrique est ralenti par subcarence en manganèse ([14]). L'acide malique est également facile à mettre en évidence et l'acide oxalique, tant dans le thalle que dans le milieu, n'est présent qu'en faible proportion, achevant de prouver qu'il ne s'agit pas là du principal produit de dégradation de l'acide gluconique, qui par ailleurs sert à constituer le thalle, étant la seule source de carbone présente ([1]).

En conclusion, lors de sa fermentation par l'*Aspergillus niger*, la voie principale de transformation de l'acide gluconique est la suivante : après phosphorylation, l'acide phosphogluconique est transformé en dérivé phosphorylé des pentoses suivant la voie oxydative de Horecker, puis ses dérivés rejoignent la voie de Embden-Meyerhof au niveau des trioses-phosphates pour passer ensuite par le cycle des acides tricarboxyliques

([1]) D. BERTRAND et A. DE WOLF, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 1558.
([2]) *J. Biol. Chem.*, 193, 1951, p. 371.
([3]) *Voir* bibliographie dans J. DE LEY, *Conf. et Rap.* 3e *Cong. Int. Chim. Biol.*, Bruxelles, 1955, Vaillant-Carmanne, édit., p. 182.
([4]) *Biochem. Z.*, 254, 1932, p. 438.
([5]) *Nature* (London), 164, 1949, p. 1107.
([6]) A. BENZON, J. BASSHAM, M. CALVIN, T. GOODALE, V. HAAS et W. STEPKA; *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 1710.
([7]) W. CLELAND et M. JOHNSON, *J. Biol. Chem.*, 220, 1956, p. 595.
([8]) *J. Biol. Chem.*, 193, 1951, p. 405.
([9]) Dans N. W. UMBREIT et coll., *Manometric techniques and Tissue metabolism*, 1951, Burgess, édit. Mineapolis, p. 185.
([10]) G. BERTRAND, *Bull. Soc. Chim.*, 3e série, 6, 1891, p. 259 (attribuée plus tard à BIAL, *Deutsch. med. Wochenschr.*, 1903, 29, p. 477).
([11]) *Biochem. J.*, 40, 1945, p. 688.
([12]) *Anal. Chem.*, 24, 1952, p. 187.
([13]) *J. Biol. Chem.*, 175, 1948, p. 849.
([14]) D. BERTRAND et A. DE WOLF, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 187.
([15]) *Voir* D. DICKENS, *Conf. et Rap.* 3e *Cong. Inter. Chim. Biol.*, Bruxelles, 1955, Vaillant-Carmanne, édit., p. 170.

(*Chimie biologique, Institut Pasteur, Paris.*)

PHARMACOLOGIE. — *Histamine et anesthésie locale.* Note de MM. **Raymond Charonnat**, **Paul Lechat** et **Amrit Lal Kapoor**, transmise par M. Léon Binet.

L'histamine paraît jouer un rôle dans l'anesthésie locale. Si l'on injecte par voie intraveineuse de l'histamine ou une substance histaminolibératrice avant d'appliquer un anesthésique local sur la cornée du Lapin, l'effet anesthésique observé est fortement réduit par rapport à l'expérience témoin. Ceci est à rapprocher des propriétés anesthésiques locales attribuées à la plupart des antihistaminiques de synthèse.

Il existe de nombreuses substances qui, injectées par voie parentérale au Lapin, permettent de faire réapparaître une anesthésie cornéenne venant de s'achever. Un certain nombre d'entre elles, injectées au préalable, sont aussi en mesure d'exalter l'activité des anesthésiques locaux déposés sur la cornée ([1]). Ces deux propriétés ne sont pas nécessairement liées; les résultats obtenus avec l'histamine nous paraissent particulièrement intéressants.

Le dichlorhydrate d'histamine, injecté, en 30 s au moins, par voie veineuse, à des doses allant de 10 à 300 µg/kg, est capable d'entraîner chez le Lapin un rappel d'anesthésie cornéenne, mais l'importance de l'anesthésie secondaire obtenue dans ces conditions reste faible, en moyenne 10 % de l'anesthésie primaire réalisée avec le chlorhydrate de cinchocaïne à 0,1 ‰. Mais si l'on injecte le dichlorhydrate d'histamine, également par voie intraveineuse chez le Lapin, à la dose de 300 µg/kg, 5 mn avant d'appliquer sur l'œil un anesthésique de surface (cinchocaïne, cocaïne), l'effet de ce dernier est fortement diminué (en moyenne des 2/3) vis-à-vis de l'effet témoin mesuré, avant l'injection, sur l'autre œil; l'effet, dans les deux cas, est exprimé par le nombre total des coups frappés sur la cornée ([2]).

Diverses substances injectées dans le sang produisent des effets que de nombreux auteurs attribuent à une libération d'histamine endogène. Parmi les dernières signalées figurent le « 48/80 », le dextrane et les polymyxines ([3]). A défaut du « 48/80 » tenu pour le plus actif des histaminolibérateurs, nous avons utilisé les deux derniers. Le dextrane (injection intraveineuse de 0,5 ml/kg de la solution commerciale à 6 %) a ramené deux fois l'anesthésie à 6 % de la valeur témoin. La polymyxine B (injection intraveineuse de 2,5 à 5 mg/kg de Polymyxine (Pfizer), en solution à 0,25 %) a provoqué des réductions de l'anesthésie allant de 38 à 82 %.

Si nos expériences mettent bien en jeu un effet histaminique, le phénomène observé doit être empêché par l'administration préalable d'un antihistaminique. Nous avons choisi comme antihistaminique le chlorhydrate de mépyramine (Néo-Antergan), ce produit n'étant pas capable à lui seul de créer l'anesthésie cornéenne, ni par application locale, ni par injection intraveineuse; on ne retrouve pas cette garantie avec tous les

antihistaminiques. En l'injectant dans la veine marginale (2 mg/kg) 15 mn avant l'histamine ou le dextrane, on supprime pratiquement l'effet antagoniste de ces produits sur l'anesthésie cornéenne.

On peut se demander si l'effet de l'histamine s'exerce localement au niveau de l'épithélium cornéen ou dans quelque zone profonde. Lorsqu'on ajoute du dichlorhydrate d'histamine (0,1 $^0/_{00}$) à une solution d'anesthésique local (chlorhydrate de cinchocaïne 0,1 $^0/_{00}$, chlorhydrate de cocaïne 1 % ou chlorhydrate de lignocaïne 2 %) l'effet anesthésique se trouve nettement diminué.

La même injection intraveineuse de chlorhydrate de mépyramine (cette fois sans histamine ou histaminolibérateur) faite 15 mn avant l'application de la solution anesthésique sur la cornée, en exalte nettement l'effet.

L'ensemble de ces résultats conduit à supposer un blocage de l'effet anesthésique local de surface par l'histamine du tissu nerveux. Pour élargir notre enquête nous nous sommes demandé si le blocage pouvait être levé par des substances non réputées antihistaminiques. Nous en avons trouvé au moins deux, aussi opposées que possible chimiquement : la chlorophylle « hydrosoluble » et le sulfite monosodique. L'une ou l'autre de ces substances étant injectée en même temps que l'histamine, et en quantité égale à celle-ci, on n'observe plus l'effet dépresseur sur l'activité anesthésique de la cinchocaïne observé comme on l'a vu plus haut.

L'une ou l'autre, injectée à la fin d'une anesthésie déprimée par l'histamine, provoque un rappel important, l'anesthésie secondaire, celle observée sans nouvelle application d'anesthésique, dépassant parfois l'anesthésie primaire. Sans nous étendre ici sur le mécanisme d'action du sulfite monosodique, nous suggérons de rapprocher cette observation des effets connus du bisulfite sur les capillaires, du « bisulfite phenomenon » invoqué pour expliquer l'augmentation de la toxicité des solutés bisulfités d'adrénaline (4).

(1) R. Charonnat et P. Lechat, *Thérapie*, 8, 1953, p. 704; 9, 1954, p. 54 et 58.

(2) R. Charonnat et P. Lechat, *Ann. pharm. franç.*, 15, 1957, p. 17.

(3) S. R. M. Bushby et A. F. Green, *Brit. J. Pharmacol.*, 10, 1955, p. 215.

(4) R. K. Richards, *J. Pharmacol. exp. Ther.*, 79, 1943, p. 3; *Amer. J. Physiol.*, 155, 1948, p. 464.

PHARMACOLOGIE. — *La Rénoxydine* (1), *un alcaloïde* N-*oxydé extrait de* Rauwolfia vomitoria (*Alcaloïdes de la Rauwolfia, part. XXV*). Note de MM. **Paul R. Ulshafer**, **William I. Taylor** et Mme **Régina H. Nugent** (1), présentée par M. Léon Binet.

Au cours d'une étude des eaux-mères de la réserpine nous avons isolé d'une fraction d'alcaloïdes faiblement basiques obtenue à partir des

extraits méthanoliques des racines de *R. vomitoria* un alcaloïde nouveau doué de propriétés sédatives et hypotensives que nous avons appelé rénoxydine.

La partie soluble dans le méthanol de la fraction d'alcaloïdes faiblement basiques d'un extrait méthanolique de *R. vomitoria* a été chromatographiée sur de l'alumine Wœlm (degré d'activité 1). La rénoxydine a été isolée dans les fractions éluées au benzène additionné de 0,6 % de méthanol sous la forme de nitrate insoluble. La transformation de ce nitrate en base libre suivie de cristallisation dans le méthanol aqueux et de recristallisation dans le mélange acétone-hexane nous a donné la rénoxydine de F 238-241° avec décomposition et de $[\alpha]_D^{25}$ — 100° ± 1° dans le chloroforme. Analyse : $C_{33}H_{40}N_2O_{10}$ 1/2 H_2O : calculé %, C, 62,54; H, 6,52; N, 4,42; OCH_3 (6), 29,38; trouvé %, C, 62,11; H, 7,00; N, 4,90; OCH_3, 27,74. L'échantillon avait été séché 16 h à 110° dans le grand vide. L'absorption dans l'ultraviolet, mesurée dans l'éthanol, présente des maximums à 218 mμ (Σ= 64 300), 267-271 mμ (Σ = 16 600) et 295-296 mμ (Σ = 11 000). Le spectre d'absorption infrarouge mesuré dans le nujol est très voisin de celui de la réserpine à l'importante exception près qu'il présente une bande isolée pour un groupement carbonyle à 1723 cm^{-1} et une bande à 3 581 cm^{-1}.

La méthanolyse de la rénoxydine nous a donné du 3.4.5-triméthoxybenzoate de méthyle que nous avons identifié par son point de fusion, son spectre infrarouge et par comparaison directe avec un échantillon authentique. Le second produit de la méthanolyse était l'ester méthylique de l'acide de l'alcaloïde, le rénoxydate [1] de méthyle, isolé sous forme de nitrate fondant à 257-262° avec décomposition. Analyse : $C_{23}H_{30}N_2O_6.NO_3H$: calculé %, C, 55,97; H, 6,33; N, 8,52; OCH_3 (3), 18,86; trouvé %, C, 56,28; H, 6,79; N, 8,25; OCH_3, 18,50. Il est ainsi établi que la fonction oxygénée supplémentaire est encore présente. Sa labilité a pu être mise en évidence par la réduction du rénoxydate de méthyle par le zinc et l'acide acétique dans des conditions douces. Il en est résulté une substance identique au réserpate de méthyle (point de fusion, spectre infrarouge et point de fusion mélangé). La facilité avec laquelle se fait cette réduction ainsi que la faible basicité de la base nous ont conduits à supposer qu'il s'agissait d'un N-oxyde. Nous avons pu prouver que tel était bien le cas en faisant réagir la réserpine avec une molécule d'acide perbenzoïque et en obtenant ainsi une substance à tous points de vue identique à la rénoxydine. La réduction de cette substanee dans les conditions mêmes dans lesquelles nous avions réduit le rénoxydate de méthyle nous a donné de la réserpine. La rénoxydine est par conséquent le N-oxyde de la réserpine et est le premier exemple de ce type d'alcaloïde à avoir été isolé de *Rauwolfia*.

La rénoxydine possède, bien qu'à un moindre degré, les propriétés

pharmacologiques de la réserpine. A effets équivalents, la dose est approximativement double. Chez le Chien elle a un effet calmant et sédatif. Elle provoque une hypotension durable qui s'installe lentement, du miosis et la relaxation de la membrane nictitante. Après administration d'une dose unique de 0,5 mg ces effets persistent jusqu'à 72 h. Chez le Singe également la dose nécessaire à provoquer un effet calmant équivalent est le double de celle de la réserpine. La mesure de l'activité de la rénoxydine basée sur le déclenchement du vomissement chez le Pigeon a aussi donné une valeur approximativement égale à 50 % de celle de la réserpine (2).

La rénoxydine a encore été isolée de *R. serpentina* et *R. canescens*. Son extraction, que ce soit comme alcaloïde natif ou comme artefact, conduit à admettre qu'il doit être possible d'isoler des N-oxydes d'autres alcaloïdes de la *Rauwolfia*.

Mlles Mary L. Pandow et Helen Petriti nous ont aidés et M. L. Dorfmann et ses collaborateurs du laboratoire de microanalyse ont effectué les analyses et les études spectrales.

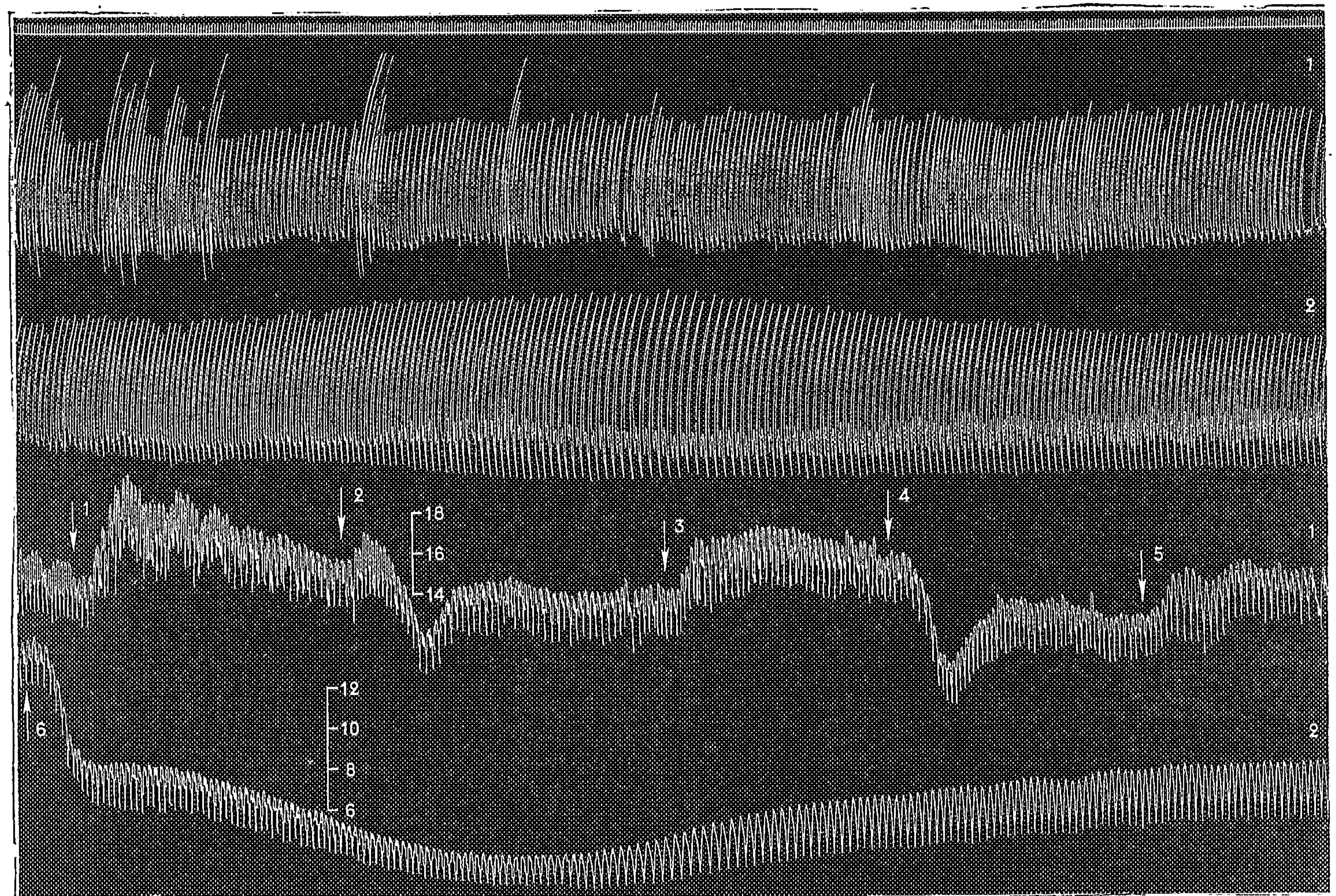
(1) Document retiré du pli cacheté n° 13 535, déposé le 23 janvier 1956, ouvert à la demande des auteurs le 27 mai 1957.

En demandant l'ouverture du pli les auteurs ont déclaré que les termes *Renoxidine* et *Renoxidate* doivent être remplacés par ceux de *Reserpoxidine* et *Reserpoxidate*.

(2) Les données physiologiques sont dues à MM. A. E. Earl, A. J. Plummer et J. A. Schneider de notre laboratoire de macrobiologie, qui publieront ailleurs les détails de leurs travaux.

PHARMACOLOGIE VÉGÉTALE. — *Sur un nouvel hypotenseur à action durable, fourni par une Apocynacée du Congo belge : le* Pleiocarpa tubicina *Stapf*. Note de M. Raymond-Hamet, présentée par M. Gabriel Bertrand.

L'étude pharmacologique des Apocynacées, que nous poursuivons depuis bien des années, nous ayant amené à nous occuper de celles qui appartiennent à la sous-tribu des Pléiocarpinées, nous avons pu mettre en évidence les remarquables propriétés physiologiques de deux plantes de cette sous-tribu, le *Picralima nitida* (Stapf) Th. et H. Durand, et l'*Hunteria eburnea* Pichon. Ayant reçu récemment des Services agronomiques nationaux du Congo belge quelques kilogrammes de racines de *Pleiocarpa tubicina* Stapf, drogue à laquelle le collecteur botaniste Malchair avait attribué des propriétés toniques, nous avons pu constater que ces racines sont très riches en alcaloïdes et que leur extrait aqueux (1) provoque, chez le Chien, une hypotension très marquée et très durable qui ne dépend pas d'une activité sympathicolytique majeure. Ces effets physiologiques sont bien mis en évidence par le tracé que nous reproduisons ici.



Expérience du 22 mai 1957. Chien de 11,300 kg, anesthésié par le chloralose (12 cg/kg). 1re ligne : temps en secondes; 2e et 3e lignes : contractions respiratoires enregistrées par l'explorateur de la pulsation cardiaque de Marey; 4e et 5e lignes : variations de la pression carotidienne enregistrées au moyen du manomètre à mercure. On a injecté dans la saphène, en 2, 1 ml, en 4, 2 ml, en 6, 5 ml d'extrait aqueux au 1/8e d'écorces de racines de *Pleiocarpa tubicina*; en 1, 3 et 5, 0,01 mg de bitartrate d'adrénaline pure de Hochst. Tracés réduits de 40 %.

A la suite de l'injection chez un chien de 11,300 kg de 1 ml de cet extrait, la pression, après s'être élevée passagèrement de 157 à 171 mm, s'abaissa à 122, soit à 35 mm au-dessous de son niveau initial, puis remonta à 142 et oscilla ensuite de 148 à 141, 146, 141, 144 et 141, se maintenant ainsi pendant assez longtemps à un niveau qui variait peu et était inférieur de 9 à 16 mm à celui où elle se trouvait avant l'injection.

Sous l'effet d'une deuxième injection, celle-ci de 2 ml, la pression, après s'être haussée de manière fugace de 157 à 161, descendit rapidement à 103, soit à 54 mm au-dessous du niveau d'avant l'injection, puis se releva jusqu'à 136 et, n'oscillant alors qu'entre 132, 137 et 126, demeura donc de 20 à 31 mm au-dessous de ce niveau.

Enfin quand on eût pratiqué une troisième injection, celle-ci de 5 ml, la pression, après une hausse très fugace de 142 à 146, s'abaissa rapidement à 83, puis, après s'être maintenue pendant 30 s au voisinage de ce niveau, soit à 83-84 et 83, descendit jusqu'à 37, c'est-à-dire jusqu'à 105 mm au-dessous du niveau initial et remonta ensuite si lentement que, 8 mn après l'injection, elle ne se trouvait encore qu'à 80 mm, soit à 62 mm au-dessous de ce même niveau.

Sur les effets hypertenseurs de l'adrénaline, notre extrait n'a que peu d'effet. Au début de l'expérience, l'injection de 0,01 mg d'adrénaline avait entraîné une hypertension maximale de 49 mm, la pression passant de 150 à 199. Chez l'animal soumis à l'action de 1 ml d'extrait, cette même dose d'adrénaline fit passer la pression de 141 à 167, 162, 172 et 157 et provoqua ainsi une hypertension maximale de 31 mm. Quand l'animal eut reçu une nouvelle injection, celle-ci de 2 ml du même extrait, l'adrénaline à la même dose qu'auparavant, provoqua encore une hypertension maximale de 28 mm, la pression passant alors de 126 à 150, 144, 154 et 148. Enfin quand l'animal eut été soumis à l'action d'une dose totale de 8 ml ($1 + 2 + 5$ ml) d'extrait, l'adrénaline, toujours à la même dose, produisit une hypertension de 22 mm, la pression passant alors de 88 à 100, 94, 110 et finalement 96 mm de Hg.

Sur le rythme et l'amplitude des contractions respiratoires l'extrait, aux doses utilisées, ne montra aussi que très peu d'influence, puisque, quand l'animal en eut reçu la dose totale de 8 ml, ce rythme fut de 12 au lieu de 13 par 30 s et cette amplitude de 33 au lieu de 29 mm.

(1) Cet extrait a été obtenu, par coction de 4 h puis macération de 20 h, d'une partie d'écorces pulvérisées pour 8 parties d'eau distillée. Après filtration sur papier, cet extrait a été additionné de 800 mg de chlorure de sodium par 100 ml.

TOXICOLOGIE. — *Absorption et répartition du baryum administré par voie intraveineuse ou par voie orale chez le Rat.* Note (*) de MM. **Robert Castagnou, Claude Paoletti** et Mlle **Suzanne Larcebeau** (1), présentée par M. René Fabre.

Après administration par voie intraveineuse et orale de Ba radioactif à des rats nous avons étudié sa localisation dans le temps sur les différents organes et tissus et montré son affinité primordiale pour les os et le muscle, importante pour le poumon, secondaire pour le foie, la rate et les reins, nulle pour le cerveau le cœur et les poils. Le mode de transit sanguin a été également étudié.

Dans un travail précédent (2), (3), nous avons rapporté certains aspects du métabolisme du baryum chez des animaux intoxiqués, en dosant cet élément par des techniques chimiques. Nous avons repris et complété cette étude au moyen du baryum radioactif.

Le Baryum, l'un des plus dangereux parmi les radioéléments libérés à la suite de la fission de ^{235}U ou de ^{238}Pu a été étudié chez le Rat à ce titre (mais seulement à l'état de traceur) par les auteurs américains (4) ; c'est pourquoi nous croyons utile de compléter ici leurs travaux en présentant les résultats que nous avons obtenus avec des doses prétoxiques de ce métal (*de l'ordre de* 5 *à* 10 mg/kg).

Le principe de nos expériences consiste à administrer par voie orale ou par voie intraveineuse une dose élevée de baryum marqué à des lots de rats qui, ultérieurement, sont sacrifiés à des temps progressivement croissants. La radioactivité — proportionnelle à la quantité de baryum fixé — est mesurée au niveau des principaux organes.

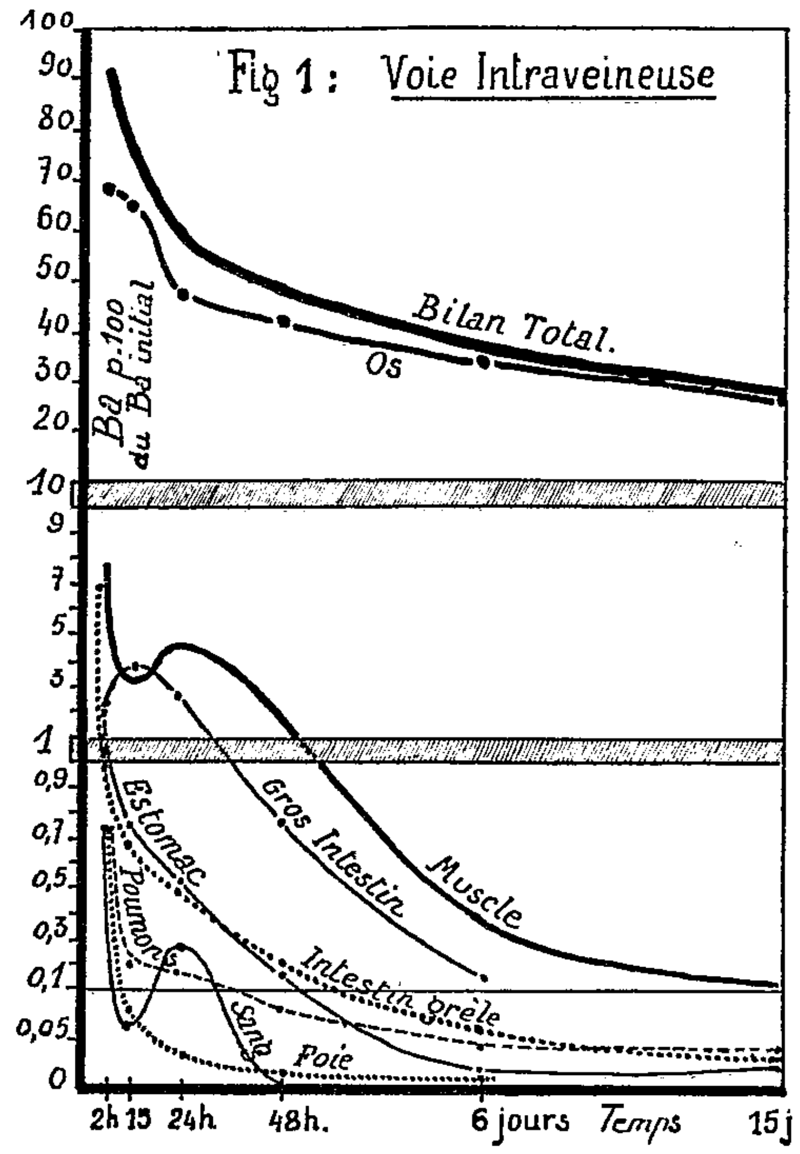
Technique. — Une première série de 30 rats Whistar reçoit par voie orale 1,026 mg de baryum radioactif. Une seconde série reçoit par voie intraveineuse 0,513 mg. Le radioélément utilisé est l'isotope 131 de période 12,1 jour émettant des photons γ d'énergie comprise entre 0,12 et 0,50 MeV.

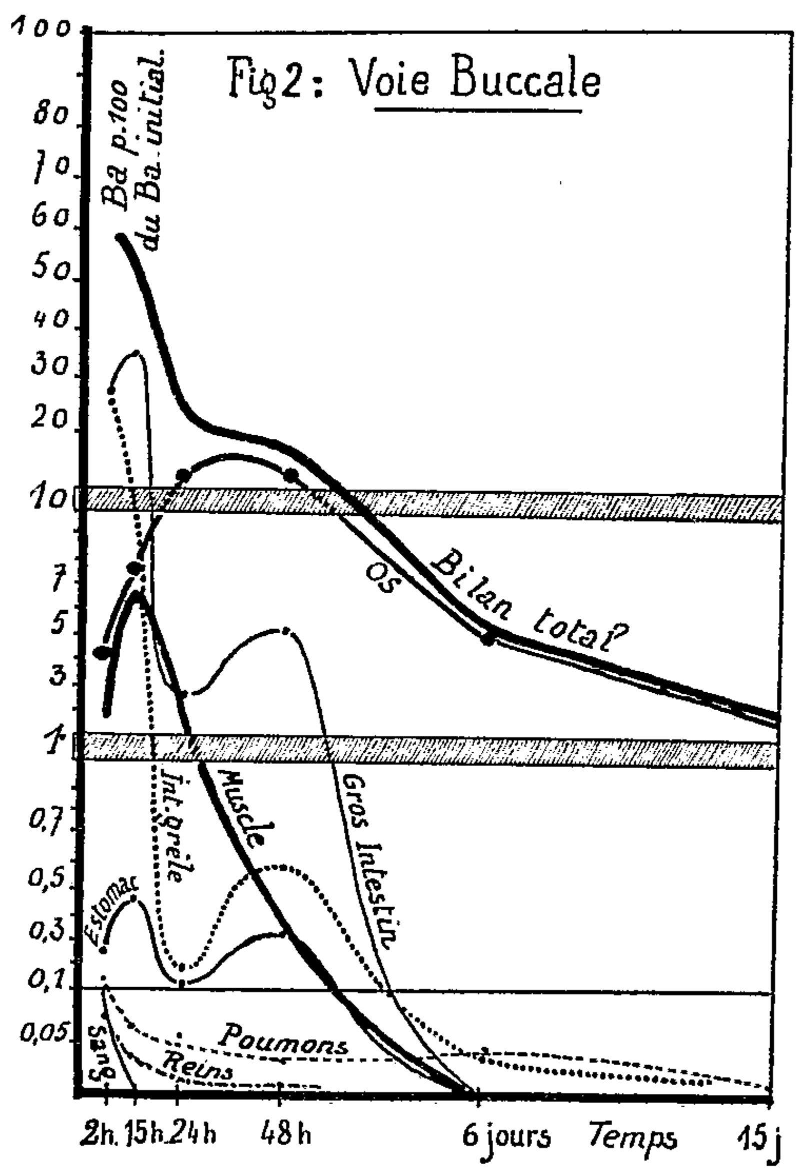
Ce radioélément a été préparé au Commissariat de l'Énergie atomique, sans contamination notable (5). Au moment de l'administration son activité spécifique était de 1 c/mn pour $564 \cdot 10^{-6}$ g de métal.

Chaque série d'animaux fut divisée en six groupes de cinq rats. Après administration au temps zéro, un groupe de chaque série fut sacrifié après 2, 15, 24, 48 h, 6 jours et 15 jours. Les animaux furent égorgés; leur sang (plasma et hématies) fut recueilli. A l'autopsie furent prélevés et pesés l'estomac et son contenu, le foie, les reins, la rate, les poumons, le cœur, le cerveau, un fémur ainsi qu'une portion de grêle, de gros intestin et des poils. La radioactivité fut directement déterminée sur tous ces prélèvements. Enfin le plasma fut traité par électrophorèse sur papier.

Les bandes obtenues furent divisées en deux parties : la 1[re] étant colorée, la 2[e] étant soumise à une autoradiographie sur film photographique.

Expression des résultats. — Les mesures de radioactivité sont toutes rapportées au temps zéro puis transformées par calcul en milligrammes de baryum. La quantité de métal fixée est exprimée en pourcentage de la quantité initiale administrée. Elle est rapportée à l'organe ou au tissu entier. Dans ces conditions les figures 1 (voie intraveineuse) et 2 (voie buccale), résumant l'ensemble de nos observations, expriment pour chaque organe la *variation moyenne* de la proportion de baryum retenue en fonction du temps.





Discussion. — 1° *Injection du barium par voie intraveineuse.* — Le système digestif joue, vis-à-vis du baryum, un rôle particulièrement net puisqu'il le *concentre* et l'*élimine* ensuite. Nous préciserons ultérieurement ce fait par l'étude des résultats obtenus dans les histoautoradiographies du tractus digestif.

Dans le sang, la localisation plasmatique du baryum est supérieure à la localisation cellulaire. Sa disparition du flux sanguin est pratiquement complète au bout de 24 h. Le métal, transporté par le plasma, est fixé de sur une bande étroite d'albumines sériques à l'exclusion de toutes les globulines.

La rétention musculaire du baryum est un fait capital; elle est très rapide, se prolonge pendant les 30 premières heures, puis décroît lentement par la suite et cela *au fur et à mesure que progresse la concentration du métal dans les os.*

Au niveau du tissu pulmonaire, la concentration du métal par gramme de tissu est importante et persiste longtemps; elle ne peut être imputée qu'à une fixation ou à une élimination par le poumon.

Le foie, les reins, la rate ne fixent que très peu de baryum; le cerveau, le cœur et les poils pratiquement pas : *ces organes doivent être systématiquement éliminés dans la diagnose toxicologique de l'intoxication barytée même aiguë.*

Ces résultats valent d'être signalés, soit parce que les études pharmacologiques ont révélé que le cerveau et le cœur sont spécialement sensibles à l'action du baryum, soit parce que certains de ces organes (foie et reins) jouent un rôle souvent majeur dans la détoxification de nombreux métaux. Ces faits peuvent s'expliquer par l'avidité bien connue du système osseux pour ce toxique particulier. Nous démontrons ici l'extrême rapidité de ce phénomène et sa pérennité.

2° *Administration du baryum par voie buccale.* — En plus des faits antérieurement signalés ce mode d'administration du toxique permet d'observer l'extrême perméabilité du tube digestif vis-à-vis du baryum ainsi que sa vitesse de transit très élevée. La perméabilité s'exerce donc aussi bien de la lumière digestive vers le sang qu'en sens inverse.

Nous tenons à signaler que les bilans décrits n'ont de valeur qu'en fonction de la dose de baryum administrée. Dans un autre travail nous étudierons l'influence de cette dose sur la rétention barytée.

(*) Séance du 27 mai 1957.

(1)) Avec l'aide technique de Mlle S. Schlumberger.

(2) R. Castagnou et S. Larcebau, *Bull. Soc. Pharm. Bordeaux*, 88, 1950, p. 23.

(3) S. Larcebau, *Doct. État*, *Pharm. Bordeaux*, 1951.

(4) J. G. Hamilton, *Rev. Mod. Phys.*, 20, n° 4, 1948, p. 718 et 20, n° 7-8, 1948, p. 325.

(5) M. Fischer, *C. E. A. Saclay*, Communication orale.

(*Laboratoire de Toxicologie, Faculté de Médecine, Bordeaux et Institut Gustave-Roussy, Villejuif.*)

IMMUNOCHIMIE. — *Influence des γ-pseudoglobulines sur la précipitation isoélectrique des protéides sériques en présence de forces ioniques réduites.* Note (*) de M. **Georges Sandor** et Mme **Marguerite Sandor**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Si l'on ajoute des γ-pseudoglobulines au sérum, le taux des euglobulines augmente et leur optimum de précipitation se déplace vers la région alcaline. Des composés obéissant aux règles des solutions solides doivent se former avec d'autres constituants sériques.

Nous avons montré dans une série de travaux [1], [2] que les diagrammes de précipitation des protéides sériques en fonction du pH reproduisent fidèlement la composition électrophorétique des globulines sériques. Pourtant, le sérum humain normal et la très grande majorité de ceux pathologiques ne contiennent en quantité appréciable que des γ-pseudo-globulines [3]. On comprend donc difficilement comment les courbes de précipitation isoélectrique peuvent dépendre quand même de la proportion de ces dernières.

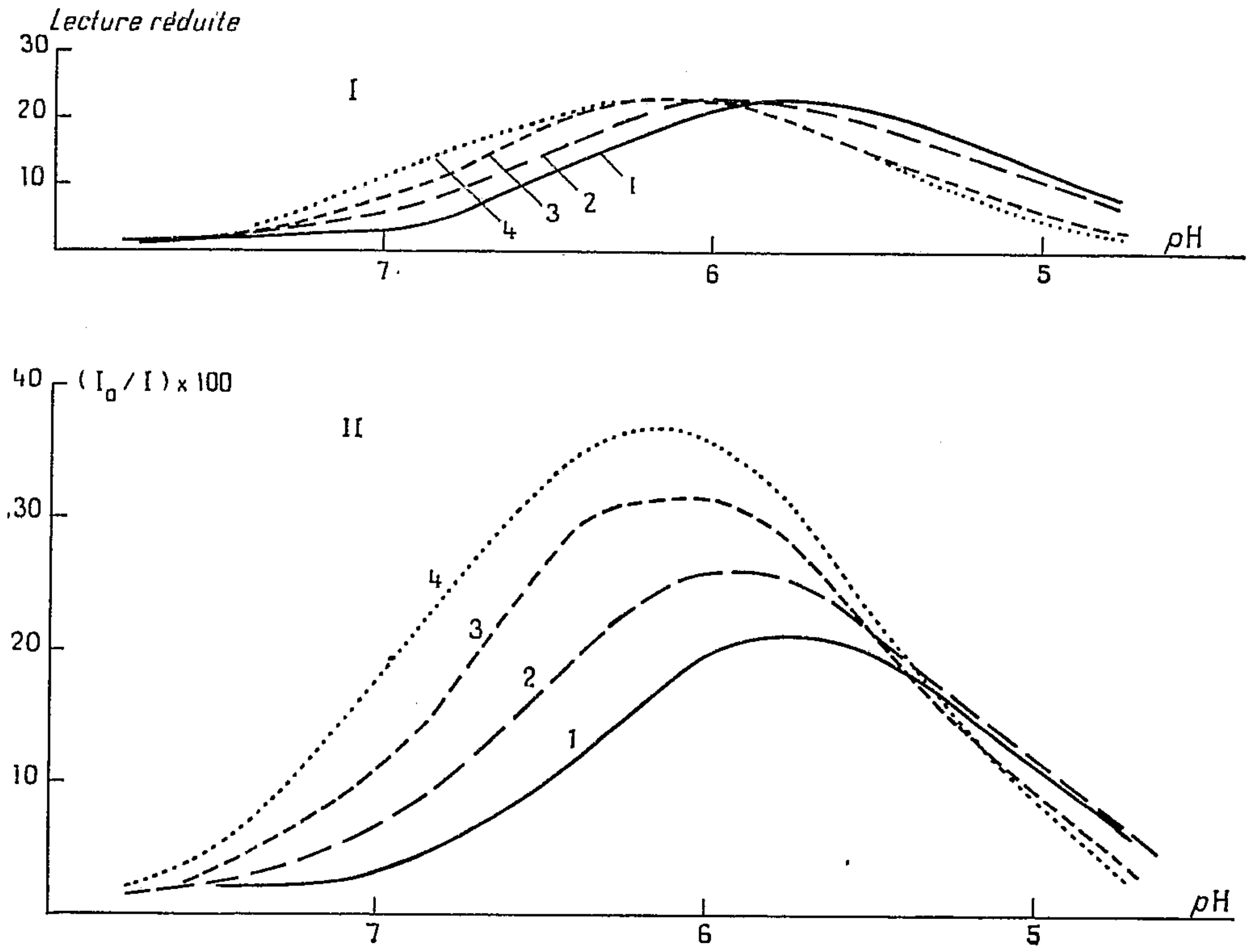
Une solution du problème peut être entrevue par nos travaux antérieurs. Les fractions qui se séparent du sérum en présence de forces ioniques réduites sont produites par l'entraînement de γ-pseudoglobulines par des α- et β-euglobulines [3]. Si ces systèmes de coprécipitation obéissent aux règles des solutions solides, les proportions des composants dans la phase solide vont suivre fidèlement celles qu'ils ont dans la phase saturée. Avec le taux des γ-pseudoglobulines augmentera donc le poids des précipités. Les expériences présentes apportent la preuve qu'il en est bien ainsi.

Les γ-pseudoglobulines sont obtenues à partir des euglobulines I et II de G. Sandor et L. Ceddaha [4]. On traite les précipités par une solution de glycocolle à 1 % à pH 4,8 à 5. Les γ-globulines passent en solution. On élimine toute fraction isoélectriquement précipitable et la solution est évaporée par liophylisation. Une solution de 2 % est préparée à partir de la poudre dans le tampon phosphate de Clark et Lubbs M/500 de pH 7,6 à 7,8. Même les tests les plus sensibles ne révèlent la formation de précipité à un pH quelconque à partir de cette solution. On ajoute de celle-ci 0,5, 1 et 2 ml à des prélèvements de 1 ml de sérum humain normal, puis on trace les « fiches réticulo-endothéliales » dans les conditions habituelles [5]. En admettant que le sérum contenait au départ 1 % de γ-globulines pour 7 % de protèdes totaux, nous avons amené le taux des premières successivement de 14,3 à 25, 33 et 45 %.

Les résultats obtenus sont consignés ci-après dans une figure. Nous voyons que la quantité de précipité augmente avec celle des γ-pseudoglobulines. Les lectures néphélométriques expriment la lumière absorbée pour-cent de l'intensité incidente. En admettant que le maximum de l'absorption lumineuse, exprimée en ces unités, est égal à 1 pour le sérum non modifié, il passe successivement à 1,24, 1,51 et 1,75. Donc la modification est considérable et semble continue. Simultanément les courbes de précipitation se déplacent progressivement vers la région alcaline. L'ensemble des résultats prouve que les γ-pseudoglobulines sont entraînées dans les précipités isoélectriques à peu près proportionnellement à leur taux dans la phase saturée. La phase saturante semble donc obéir aux règles des solutions solides et non à celles des proportions multiples.

Nous comprenons pourquoi la précipitation isoélectrique des protéides

sériques peut mesurer la proportion des γ-globulines, malgré qu'à l'état isolé celles-ci soient solubles à leur point isoélectrique en présence de forces ioniques réduites. Mais le fractionnement du sérum par les sels neutres à concentration élevée et par l'alcool à basse température pose un problème à ce sujet. Les γ-globulines obtenues par ces techniques contiennent régulièrement des englobulines en proportion non négligeable ([6]), ([7]), ([8]), ([9]).



Courbes de précipitation isoélectrique des protéides sériques en présence de quantités variables de γ-pseudoglobulines.
I, lectures néphélométriques réduites proportionnellement à un maximum commun;
II, mesure directe des opalescences.
1, sérum tel que; 2, sérum + 1 % de γ-pseudoglobulines; 3, sérum + 2 % de γ-pseudoglobulines; 4, sérum + 4 % de γ-pseudoglobulines.
Le sérum est dilué au 1/150ᵉ. Phosphate tampon de Clark et Lubbs M/500.

Nous pouvons déjà dire que le sulfate d'ammonium à 40 % de saturation et la précipitation par l'alcool selon E. J. Cohn ([10]) ou H. F. Deutsch ([11]) ne transforment pas nos γ-pseudoglobulines pures en euglobulines. Mais il n'est pas impossible que les sels neutres à concentration élevée et l'alcool à basse température agissent autrement sur le mélange protéidique qu'est le sérum. Les γ-pseudoglobulines, lors de leur précipitation, pourraient alors contracter des liens solides avec d'autres composants et acquérir le caractère euglobulinique de cette manière. Dans ce sens plaident les

observations de P. Grabar et C. A. Williams ([12]) qui décèlent de l'albumine solidement liée dans la γ-euglobuline contenue dans la fraction II de Cohn.

(*) Séance du 27 mai 1957.

([1]) G. Sandor, G. Lagrue, Y. Le Bot et Y. Sabetay, *Ann. Inst. Pasteur*, 85, 1953, p. 646.

([2]) G. Sandor, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 477.

([3]) G. Sandor et Y. Sabetay, *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 36, 1954, p. 613.

([4]) *Bull. Soc. Chim. Biol.*, 31, 1949, p. 1525.

([5]) G. Sandor, G. Lagrue et Y. Le Bot, *La Semaine des Hôpitaux*, 30, 1954, p. B. 319.

([6]) J. L. Oncley, M. Melin, D. A. Richert, J. W. Cameron et P. M. Gross Jr, *J. Amer. Chem. Soc.*, 71, 1949, p. 541.

([7]) M. Cohn, H. F. Deutsch et L. R. Wetter, *J. Immun.*, 64, 1950, p. 381.

([8]) K. Heide, *Kolloid Z.*, 146, 1956, p. 52.

([9]) R. A. Phelps et J. R. Cann, *Biochim. Biophys. Acta*, 23, 1957, p. 149.

([10]) E. J. Cohn, F. R. N. Gurd, D. M. Surgenor, B. A. Barnes, R. K. Brown, G. Deronaux, J. M. Gillepsie, F. W. Kahnt, W. F. Lever, C. H. Liu, D. Mittelman, R. F. Mouton, K. Schmidt et E. Uroma, *J. Amer. Chem. Soc.*, 72, 1950, p. 465.

([11]) H. F. Deutsch, R. A. Alberty et L. J. Gosting, *J. Biol. Chem.*, 165, 1946, p. 21.

([12]) C. A. Williams Jr et P. Grabar, *J. Immun.*, 74, 1955, p. 404.

La séance est levée à 15 h 15 m.

R. C.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances d'avril 1957

(Suite et fin.)

Dissertationen der Technischen Hochschule Hannover. 1. Studienjahre 1954 und 1955. Hannover, 1956; 1 vol. polycopié 21,5 cm.

Catalogus professorum. Der *Lehrkörper der Technischen Hochschule Hannover* 1831-1956. Hannover, 1956; 1 vol. 24,5 cm.

125 *Jahre Technische Hochschule Hannover* 1956; 1 vol. 30,5 cm.

Proceedings of the Third Berkeley Symposium on mathematical Statistics and Probability. Vol. I : *Theory of Statistics.* Vol. II : *Probability Theory.* Vol. III : *Astronomy and Physics.* Vol. IV : *Biology and Problems of Health.* Vol. V : *Econometrics, Industrial Research, and Psychometry.* Edited by Jerzy Neyman. University of California, 1955; 5 vol. 27 cm (présenté par M. M. Fréchet).

Traité du calcul des probabilités et de ses applications. Tome I : *Les principes de la théorie des probabilités.* Fasc. IV : *Les principes de la statistique mathématique,*

par R. RISSER et C.-E. TRAYNARD. Livre I. *Séries statistiques*. Deuxième édition revue et augmentée. Paris, Gauthier-Villars, 1957; 1 vol. 24 cm.

90 *de ani de viatà Academicà în tara noastrà*. Lucrarile sesiunii stiintifice a Academiei R. P. R. 2-6 julie 1956. Bucuresti, Academia Republicii Populare Romîne, s. d.; 1 vol. 24,5 cm.

Geometrie diferentialà proiectivà a retelelor, par GHEORGHE TITEICA. Bucuresti, Academia Republicii Populare Romîne, 1956; 1 vol. 25 cm.

Index bibliografic 23 *august* 1944-31 *decembrie* 1955. Bucuresti, Congresul nàtional de Stiinte medicale, 1957; 1 vol. 23,5 cm (en langues roumaine et française).

Isaac Newton. Principiile matematice ale filozofiei naturale. Traducere si adnotari de VICTOR MARIAN. Text revizuit de VICTOR VALCOVICI. Bucuresti. Editura Academiei Republicii Pupulare Romîne, 1956; 1 vol. 29 cm.

Elemente de Inframicrobiologie generala, par STEFAN S. NICOLAU, Bucuresti. Editura Academiei Republicii Populare Romîne, 1956; 1 vol. 30 cm.

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 17 JUIN 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET, PUIS DE M. PAUL MONTEL.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Lucien Plantefol**, élu Membre de la Section de Botanique le 13 mai 1957 en remplacement de M. *Auguste Chevalier,* décédé, est introduit en séance par M. le Secrétaire perpétuel pour les Sciences chimiques et naturelles.

M. le Président donne lecture de la Note publiée au *Journal Officiel de la République française* annonçant que, par décret du 7 juin 1957, son élection a été approuvée; il lui remet la médaille de Membre de l'Institut et l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

M. le **Président** souhaite la bienvenue à M. **André Cournand**, Associé étranger, qui assiste à la séance pour la première fois depuis son élection, le 18 février 1957. Il l'invite à prendre place parmi ses Confrères.

BIOLOGIE DES MOUSTIQUES. — *Sur un peuplement du Moustique commun paléarctique* Culex pipiens pipiens *dépourvu de diapause hivernale.* Note de MM. **Émile Roubaud**, **Jacques Colas-Belcour** et **Sabbas Ghelelovitch**.

Un peuplement du Moustique anautogène rural *Culex pipiens pipiens*, originaire du Calvados, a été reconnu comme différent biologiquement du type habituel hétérodyname par l'absence de diapause spontanée. Les représentants de cette souche homodyname de *pipiens* se sont montrés aptes à se reproduire en plein hiver.

Le Moustique commun *Culex pipiens pipiens* ou moustique anautogène rural (1) est habituellement représenté dans nos régions par des peuplements hétérodynames, c'est-à-dire dont les femelles sont affectées d'un arrêt obligatoire de l'activité ovarienne (diapause), au cours de l'hiver. A partir de l'automne jusqu'au printemps, soit pendant six mois au moins, ces femelles refusent le sang; elles s'entretiennent exclusivement alors grâce aux ressources particulièrement développées de leur corps adipeux.

Si le plus grand nombre des peuplements européens du Moustique anautogène *pipiens pipiens* paraissent appartenir à ce type biologique hétérodyname, les observations présentées ci-après montrent que, cependant, celui-ci n'est pas général dans nos régions. L'un de nous a recueilli, en janvier dernier et à diverses autres périodes de la saison froide, dans une cave humide et obscure, à Condé-sur-Ifs (Calvados), de nombreuses femelles de *pipiens* qui se sont montrées tout à fait distinctes du type rural habituel, par leur comportement. Lentes et, en apparence, peu mobiles, ces femelles, toutes à jeun, se trouvaient rassemblées au repos sur les parties ruisselantes d'humidité des murs de leur abri. Aucun mâle n'était présent. L'absence d'un développement hypertrophique du tissu adipeux, chez ces moustiques en cours d'hibernation conditionnelle, retenait immédiatement l'attention, comme les différenciant d'emblée des femelles physogastres bien connues du *pipiens* hétérodyname. Un certain nombre d'entre elles transportées dans une cagette au laboratoire (température : 16-18°) se montrèrent immédiatement aptes à piquer et à se nourrir de sang. Plusieurs se gorgèrent sur bras humain, appuyé contre la cagette; certaines même, placées dans une cage plus vaste ou même dans leur local originel d'hibernation, attaquèrent la main en vol libre. De telles manifestations d'anthropophilie sont exceptionnelles chez le *pipiens* rural, qui, même en période active, est très généralement considéré comme ne piquant jamais l'Homme.

Cependant, les réactions anthropophiles de cette souche normande de *pipiens* sont beaucoup moins accusées que celles du *pipiens berbericus* du Midi de la France, dont Callot et Daô van Ty ont bien marqué les tendances agressives.

Malgré l'éventualité d'attaques dirigées vers l'entourage humain, les préférences trophiques du *pipiens* de Condé-sur-Ifs sont particulièrement orientées vers l'ornithophilie. C'est ainsi que sur un lot de 40 femelles placées dans une cage de 1/10e de mètre cube, en présence d'un canari, le 21 janvier, 22 ont été reconnues comme ayant ingéré du sang de l'oiseau, au cours de la nuit. Sur les 15 femelles du lot demeurées non gorgées, trois acceptèrent de le faire le surlendemain. De nombreuses pontes ont été obtenues, après un seul repas de sang, quelques jours plus tard, en janvier-février. Comme il est de règle, les nacelles de ponte après alimentation au sang humain étaient plus petites et renfermaient un nombre d'œufs moindres (moyenne : 75) que celles obtenues avec le sang d'oiseau ($m = 151$).

Les femelles du gîte d'hiver de notre souche normande ont manifesté des besoins hygrométriques élevés. Placées dans des conditions semblables à celles de leur station naturelle, en local obscur, saturé d'humidité, certaines purent être maintenues pendant plus d'un mois à 15-16° C, sans autre alimentation que de l'eau. Mais la mort est survenue en quelques

jours après réchauffement du local (+ 20° C) et réduction de l'humidité. Dans le gîte naturel, une visite de contrôle, le 22 avril dernier, a fait ressortir également la mort de la plupart des hivernantes, à cette époque.

Du point de vue de ses caractères extérieurs, le *pipiens* de Normandie dépourvu de diapause ne diffère pas du type rural, à diapause. On note, chez les femelles, la présence d'incisions latérales claires à la face ventrale de l'abdomen, ainsi que la ligne médiale habituelle de ponctuations noires.

Chez les mâles, la longueur des palpes (moins le cinquième article) dépasse légèrement celle de la trompe (4 % en moyenne). Les variations individuelles importantes qu'on constate souvent, à ce point de vue, dans les peuplements du *pipiens* rural, n'ont pas été observées. Cette homogénéité dans les caractères extérieurs permet d'affirmer la pureté raciale de notre souche homodyname de *Culex*, fait que confirme, d'autre part, l'absence ou la rareté extrême dans les pontes de larves *léthales*, ou d'anomalies évolutives imputables à des interférences d'ordre génétique, avec d'autres biotypes du *pipiens*.

La structure des processus du mésosome est du type *pipiens pipiens*.

L'indice maxillaire mesuré sur 48 femelles = 10,88 ± 0,10, avec maximum de fréquence pour les individus à 11 dents. Dans les mêmes conditions d'élevage, une souche de *Culex* autogène, examinée comparativement, a fait ressortir une moyenne de 11,07 ± 0,22.

Ce fait est en accord avec les remarques formulées récemment par H. Gaschen [2] suivant lesquelles les représentants ornithophiles du complexe *pipiens* présentent, dans l'ensemble, un armement maxillaire moindre que celui des anthropophiles (autogènes).

Chez les larves au quatrième stade du *pipiens* homodyname, l'indice du siphon est, comme pour le *pipiens* rural, un peu plus élevé ($m = 5$) que chez les larves d'autogènes.

Au point de vue de ses aptitudes spatiales d'accouplement, le *pipiens* de Condé-sur-Ifs s'est manifesté comme un eurygame typique. Il n'a pas été possible d'en constater la reproduction dans des cages de 1/10ᵉ de mètre cube, malgré la présence de nombreux mâles.

Dans un local de plus de 1 m^3, par contre, plusieurs générations du Moustique ont pu être entretenues.

Par l'ensemble de ses particularités biologiques le *pipiens* rural sans diapause de Normandie peut être considéré comme représentant un biotype spécial qui prend sa place, à côté du biotype hétérodyname, dans le faisceau complexe d'individualités spécifiques ou raciales déjà reconnues chez le Moustique commun.

[1] V. E. ROUBAUD, *Ann. Sc. Nat. Zool.*, 16, 1933, p. 193.
[2] *Bull. Soc. Vaudoise des Sciences naturelles*, 66, 15 septembre 1955, p. 125-140.

TÉRATOGENÈSE EXPÉRIMENTALE. — *Sur diverses malformations coexistant avec des hémorragies localisées obtenues à l'aide d'un choc thermique chez l'embryon de Poule.* Note (*) de M. **Paul Ancel.**

Un choc thermique chez l'embryon de Poule peut déterminer des œdèmes ou hémorragies localisés semblables à ceux qui ont été expérimentalement ou génétiquement obtenus chez des embryons de Lapin et de Rat et ont manifesté un pouvoir tératogène.

Nous avons précédemment signalé [1] que le refroidissement temporaire de l'œuf de Poule au cours de l'incubation déterminait fréquemment des malformations des paupières et plus rarement le bec de lièvre. Il a aussi déterminé des malformations des membres dans les conditions suivantes : Des œufs de Leghorn blanches incubés à 38° pendant 4 ou 5 jours sont placés dans un local où la température oscille entre 17 et 21° pendant 2 ou 3 jours puis remis à la couveuse. Une petite fenêtre avait été ouverte dans la coquille après 3 jours d'incubation et fermée par un ruban adhésif. Ce traitement a fait apparaître des hémorragies localisées aux doigts ou aux orteils ou à la face ventrale des palettes terminales des membres. Certaines d'entre elles s'étendaient sur le segment radiocubital ou tibiopéronier, d'autres enfin englobaient tout le bourgeon du membre. Elles constituaient des vésicules renfermant du sang paraissant pur dans certains cas tandis que dans d'autres le sang était mélangé à de l'œdème en quantité plus ou moins grande, le sang étant même parfois localisé à une petite région de la boule œdémateuse ou même absent. Ces hémorragies et œdèmes localisés s'accompagnaient de diverses malformations des membres : hémimélie (absence de la partie terminale); ectrodactylie (patte à trois orteils); syndactylie entre deux orteils unis par une membrane sur toute leur longueur; syndactylie par accolement de deux ou de tous les orteils entre eux; atrophie d'un ou de plusieurs orteils possesseurs de griffes ou au contraire absence de la partie terminale plus ou moins étendue d'un ou de plusieurs orteils ou des doigts.

268 œufs ont été temporairement refroidis, 50 malformations des membres ont été observées soit 18,7 %. Mais sur les 50 cas, 16 seulement étaient accompagnés d'hémorragies (soit 32 %). Dans les cas sans hémorragie ni œdème (68 %), les mêmes malformations ont été observées avec en outre un cas de dédoublement du premier orteil.

Le choc thermique a aussi produit dans ces mêmes expériences des atrophies plus ou moins accusées du demi-bec inférieur. Nous avons observé 10 cas dans lesquels ce demi-bec inférieur laissait à nu au moins la moitié de la surface inférieure du demi-bec supérieur. Dans un seul des cas de micrognathie inférieure observés nous avons trouvé une vésicule hémor-

ragique située non à l'extrémité, mais sous le demi-bec inférieur atrophié. Ces 10 cas ont tous été observés sur des embryons provenant d'œufs refroidis du 5e au 7e jour (1 cas sur 44 œuf), du 5e au 8e jour (5 cas sur 75 œufs) et du 6e au 8e jour (4 cas sur 39 œufs). Le seul cas avec hémorragie a été obtenu après refroidissement du 5e au 7e jour.

Le choc thermique a encore fait apparaître dans quelques cas de petites vésicules œdémateuses ou hémorragiques sur la tête au-dessus des yeux ou des vésicules œdémateuses plus ou moins volumineuses situées sur les parties latérales de la tête, au voisinage de l'orifice auditif ou sur le cou dont certaines intéressaient plus d'une moitié de la longueur de la face latérale. Dans les régions où se trouvaient ces boules œdémateuses le duvet était toujours absent même chez des embryons arrivés au 20e jour d'incubation.

Nous avons enfin observé des boules d'œdème ne renfermant que peu ou pas de sang situées sur l'œil qu'elles masquent totalement ou presque. Leur saillie écarte les paupières qui sont ou non normalement développées. Ces boules d'œdème réalisent des malformations de l'œil dont la description sera faite ultérieurement.

Certains de nos résultats sont à rapprocher de ceux que Jost [2], [3] a obtenus en injectant à des fœtus de rat de 16 à 17 jours directement à travers la paroi utérine, des solutions de diverses substances hormonales. Des lésions apparaissaient à la suite de processus locaux comportant successivement l'œdème avec parfois développement d'ampoules claires, puis de volumineuses ampoules hémorragiques et enfin la nécrose.

Les substances utilisées « provoquent, dit l'auteur au niveau des extrémités (membres, queue, langue, etc.) des hémorragies suivies de nécrose pouvant entraîner l'amputation congénitale ou la déformation des extrémités ». Des injections faites à des embryons plus jeunes (14 jours) ont fait apparaître des ampoules claires sur le dos ou sur la tête, mais non à l'extrémité des membres.

Jost rappelle, en outre, que d'après certains auteurs [4], [5] les lésions des membres héréditairement transmises dans certaines lignées de lapins et de souris seraient déterminées par des œdèmes localisés et plus ou moins hémorragiques.

Martinet [6] a observé chez des embryons de rat des hémorragies situées habituellement au niveau des pattes postérieures, mais aussi aux pattes antérieures et à la queue. Elles gonflent et durcissent les tissus et à leur contact l'épiderme peut être détruit au niveau de sa face profonde. Ces hémorragies localisées ont été observées dans de fortes proportions (20 à 36 %) après carence en diverses vitamines (K, E, P, B) l'acide folique et l'acide pantothénique. Dans un cas elles ont réalisé une amputation. Diverses expériences ont amené Martinet à la conclusion que les hémor-

ragies sont dues à une insuffisance en acide linoléique qui, injecté à faible dose, a empêché ces hémorragies d'apparaître.

Jost a proposé le terme d'acroblarpie (αϰρος : situé à l'extrémité et βλαπφω : nuire à, léser) pour caractériser le mécanisme qui par l'intermédiaire d'hémorragies localisées déterminerait des malformations, mécanisme consistant en une régression secondaire d'extrémités déjà bien ébauchées, en opposition avec le mécanisme de l'arrêt de développement plus ou moins précoce par lequel se réalisent habituellement les malformations déterminées par de nombreux agents physiques et chimiques.

Ce terme d'acroblapsie ainsi défini ne pourrait convenir qu'à certaines des malformations que nous avons obtenues au cours de nos expériences, telle l'absence de la phalange unguéale d'un orteil ou de plusieurs phalanges de la partie distale ou l'absence d'un doigt ou d'un orteil, ou de la partie distale d'un membre ou de tout le membre, les parties manquantes étant remplacées par une hémorragie localisée.

Ce terme ne convient plus dans les cas où un ou plusieurs orteils sont atrophiés avec conservation des griffes et hémorragie à la face plantaire, la malformation ne portant pas sur l'extrémité distale de l'ébauche lésée et étant due à un arrêt plus ou moins précoce de développement. Il ne convient pas non plus pour les mêmes raisons aux cas de syndactylie.

Ne peuvent enfin être considérés comme relevant de l'acroblapsie les cas d'absence du duvet au niveau d'œdèmes ou d'hémorragies localisés à certaines régions de la tête ou du corps, cette absence étant due à une agénésie.

Pour ces cas de malformations dues à une hémorragie et réalisés par le mécanisme habituel d'arrêt de développement nous proposons le terme d'hémoblapsie.

Nous sommes ainsi amenés à conclure qu'un choc thermique peut produire chez l'embryon de poule des malformations par acroblapsie et par hémoblapsie, mais qu'il peut aussi en réaliser malgré l'absence d'hémorragies localisées.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, **244**, 1957, p. 1857.
(2) A. Jost, *Comptes rendus*, **236**, 1953, p. 1510.
(3) A. Jost, *Arch. Franç. Pédiatrie*, **10**, 1953, p. 8.
(4) H. J. Bagg, *Amer. J. Anat.*, **43**, 1929, p. 167.
(5) H. S. N. Greene et J. A. Saxton, *J. Exp. Med.*, **69**, 1939, p. 301.
(6) *Arch. Franç. Pédiatrie*, **10**, 1953, p. 2.

M. Louis de Broglie dépose sur le Bureau de l'Académie la *Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et navigateurs pour l'an* 1959, publiée par le Bureau des Longitudes.

L'Ouvrage suivant est présenté par M. **René Fabre** :

Collection des Universités de France publiée sous le patronage de l'Association Guillaume Budé. *Aristote. Les parties des animaux.* Texte établi et traduit par Pierre Louis.

LECTURES.

M. **Pierre-Paul Grassé** est désigné pour faire une *Lecture* en la séance solennelle des cinq Académies, le 25 octobre 1957.

CORRESPONDANCE.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

Henry Guerlac. 1° *A Note on Lavoisier's Scientific Education ;* 2° *Joseph Priestley's First Papers on Gases and Their Reception in France.*

ANALYSE MATHÉMATIQUE. — *Sur une identité opérationnelle et la fonction hypergéométrique.* Note (*) de M. **Donald Livingston**, transmise par M. Henri Villat.

On sait qu'il y a huit relations exprimant la dérivée d'ordre n d'un produit de la forme

$$z^k(1-z)^l F(a, b; c; z)$$

au moyen des fonctions de cette même espèce [1]. Sauf les plus simples, on les trouve, depuis C. G. J. Jacobi [2], en utilisant l'équation réduite

$$D[z(1-z)\,MDu] = ab\,Mu.$$

Mais, bien que cette méthode donne les résultats cherchés, elle n'a ni l'avantage d'indiquer pourquoi ils ont lieu, ni celui de mettre en évidence leur symétrie relativement aux solutions de Kummer. Nous allons montrer comment on peut obvier à ces inconvénients en s'appuyant sur le lemme suivant.

Lemme. — *Soit* $z = f(t)$, $\varphi_n(z)$, $\psi_n(t)$; *des fonctions telles que l'identité opérationnelle*

$$\text{(i)} \qquad D_z^n \varphi_n(z) = \psi_x(t)\, D_t^n$$

a lieu pour une valeur de $n \neq 1$. *On a donc :*

(i) z *est nécessairement fonction homographique de* t;

(ii) *$f(t)=(\alpha t+\beta)/(\gamma t+\delta)$, $\gamma\neq 0$, étant donnée, les $\varphi_n(z)$, $\psi_n(z)$ sont bien déterminées, à un multiplicateur constant près, et une identité de la forme* (1) *est valable pour tout nombre $n=1, 2, \ldots,$ à savoir*

$$(2)\qquad |A|D_z^n(\gamma' z+\delta')^{n-1}=(\gamma t+\delta)^{n+1}D_t^n,$$

où A *est la matrice de la transformation de t à z et γ', δ' sont les éléments de* adj A *correspondants à γ, δ de* A;

(iii) *si, en conservant les notations de* (ii), *on pose* $\gamma=0$, (2) *est encore valable, mais les φ_n, ψ_n peuvent s'affecter de constantes additives.*

En effet, (i) s'établira facilement en opérant avec les deux membres de (1) sur une fonction $\chi(z)$ et en égalant les coefficients de $\chi^{(n)}$, de $\chi^{(n-1)}$ et de $\chi^{(n-2)}$. Pour effectuer le calcul il est utile de remarquer que $D_t^n\chi(z)$ tiendra le terme $\left(\frac{dz}{dt}\right)^{\Sigma a_i}\prod_{i=1}^{n}\chi^{(i)a_i}$, pour toute partition $[i^{a_i}]$ de n, avec le coefficient $n!/1!^{a_1}2!^{a_2}\ldots a_1!\,a_2!\ldots$. On en déduira l'équation $f'f'''=(3/2)f''^2$.

Quant à (ii) et (iii), on peut démontrer (2) par induction directe et l'on verra l'unicité après avoir remarqué que φ_n doit être un polynome de degré $n-1$ au plus et que les couples (φ_n, ψ_n) forment un espace linéaire de rang $r\leqq n$, de façon que, si $r\neq 1$, il est loisible de supposer qu'il y a des φ_n de degré moindre que $n-1$, ce qui entraîne $f^{(n)}=0$, d'où $\gamma=0$.

Cela posé, nous pouvons écrire généralement, en tenant compte des relations 2.8(20), (22) de [1] (qui n'expriment que les résultats de différentiations immédiates),

$$(3)\qquad |A|D_z^n\left[(\gamma' z+\delta')^{n-1}F\left(a, b, c; \frac{\alpha' z+\beta'}{\gamma' z+\delta'}\right)\right] = \frac{(a)_n(b)_n}{(c)_n}(\alpha t+\beta)^{n+1}F(a+n, b+n; c+n; t)$$

et

$$(4)\qquad |A|D_z^n\left[(\gamma' z+\delta')^{n-c}(\alpha' z+\beta')^{c-1}F\left(a, b; c; \frac{\alpha' z+b'}{\gamma' z+\delta'}\right)\right] = (c-n)_n t^{c-1-n}F(a, b; c-n; t)$$

qui seront des relations jacobiennes toutes les fois que la fonction hypergéométrique à gauche peut s'exprimer comme multiple d'une $F(a', b'; c'; z)$. Mais, selon la théorie de l'équation différentielle, ou également selon des symétries des solutions de Kummer, ceci aura lieu précisément quatre fois et les formules (3) et (4) donneront toutes les relations cherchées.

Donnons à titre d'exemple, l'une d'entre elles :

$$-D_z^n(1-z)^b(z-1)^{n-1}F=\frac{(c-a)_n(b)_n}{(c)_n}F\left(c-a+n, b+n; c+n; \frac{z}{z-1}\right)(1-t)^{n+1} = \frac{(c-a)_n(b)_n}{(c)_n}(1-z)^{b-1}F(a, b+n; c+n; z).$$

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) A. Erdélyi et al., *Higher transcendental functions*, I, Mc Graw-Hill, 1953, p. 102.

(3) *Gesammelt Werke*, VI, S. 192.

THÉORIE DES FONCTIONS. — *Théorie de l'intégration.*

Note (*) de M. Marc Zamansky, présentée par M. Jean Leray.

Suite d'une Note présentée le 12 juin 1957.

Nous faisons maintenant l'hypothèse supplémentaire suivante qui vient s'ajouter aux quatre hypothèses (I_1), (I_2), (I_3), (I_4) [*cf.* (1)].

(I_5) *Pour tout* $O \in \mathcal{B}$, *existe un compact contenant* O.

On peut alors démontrer le lemme suivant :

Lemme 2. — *Soit* (φ_n) *une suite de fonctions de* Φ, $\geqq 0$, *décroissante. Si* $\lim\limits_{n\infty} \varphi_n(x) \underset{\text{p.p.}}{=} 0$, *alors* $\lim\limits_{n\infty} \int \varphi_n\,d\mu = 0$. (*La réciproque est vraie.*)

Les supports des φ_n sont tous contenus dans un support de φ_1, donc d'après (I_5) dans un compact.

On remarquera que ce lemme signifie que les suites φ_n considérées forment une suite de Cauchy.

De ce lemme nous déduisons :

Théorème 2. — *Si* (φ_n) *est une suite de Cauchy de* Φ *et si* $\varphi_n(x)$ *converge presque partout vers zéro,* $\|\varphi_n\| = \int |\varphi_n|\,d\mu$ *tend vers zéro.*

Ce théorème signifie que le lemme 2 est valable lorsqu'on remplace l'hypothèse « φ_n est une suite décroissante » par « φ_n est une suite de Cauchy ».

1° Si a_1, a_2, ..., sont des nombres réels, soit

$$a_{1,2} = \sup(a_1, a_2), \qquad \ldots, \qquad a_{1,p+1} = \sup(a_{1,p}, a_{p+1})$$

on a par récurrence :

$$a_{1,p+1} = \frac{a_1}{2^p} + \frac{a_2}{2^p} + \frac{a_3}{2^{p-1}} + \ldots + \frac{a^p}{2^2} + \frac{a_{p+1}}{2} + \theta(r_{1,p} + \ldots + r_{p,p});$$

ou

$$r_{1,p} = \frac{|a_1 - a_2|}{2} + \frac{|a_1 - a_3|}{2^2} + \ldots + \frac{|a_1 - a_{p+1}|}{2^p},$$

$$r_{m,p} = \frac{|a_m - a_{m+1}|}{2^2} + \frac{|a_m - a_{m+2}|}{2^3} + \ldots + \frac{|a_n - a_{p+1}|}{2^{p-n+2}} \qquad (m = 2, 3, \ldots, p)$$

et $|\theta| \leqq 1$.

2° De (φ_n) on peut extraire une suite (φ_{n_p}) telle que $\|\varphi_{n_p} - \varphi_{n_{p+1}}\| < \varepsilon_p$ où les ε_p sont > 0 et $\sum \varepsilon_p < +\infty$. Pour ne pas surcharger les notations, cette suite (φ_{n_p}) est désignée par (φ_p).

Soit $\psi_{p,q} = \sup(\varphi_p, \varphi_{p+1}, \ldots, \varphi_q)(q > p)$. *Les intégrales* $\int \psi_{p,q}\,d\mu$ *sont bornées.* Soit en effet

$$A = \lim_{p\infty} \int \varphi_p\,d\mu \quad \text{et} \quad \left| \int \varphi_n\,d\mu - A \right| < \varepsilon \quad \text{si} \quad n > \nu(\varepsilon).$$

D'après les expressions des $r_{m,p}$ où l'on remplace a_k par $\varphi_{p+k}(x)$, on a

$$\int (r_{p,q-1} + \ldots + r_{p+m,q-1})\,d\mu \leqq \varepsilon_p + \frac{1}{2} \sum_{p+1}^{\infty} \varepsilon_k.$$

D'autre part

$$\left| \int \left(\frac{\varphi_p}{2^{q-p}} + \frac{\varphi_{p-1}}{2^{q-p}} + \frac{\varphi_{p-2}}{2^{q-p-1}} + \ldots + \frac{\varphi_q}{2} \right) d\mu - A \right| < \varepsilon \qquad (q > p \geqq \nu).$$

Donc

$$\left| \int \psi_{p,q}\,d\mu - A \right| < \varepsilon + \varepsilon_p + \frac{1}{2} \sum_{p+1}^{\infty} \varepsilon_k.$$

De plus $(\psi_{p,q})_{q \in \mathrm{N}}$ est une suite croissante (p fixé). Donc $\int \psi_{p,q}\,d\mu$ a une limite finie quand q devient infini : $A_p = \lim_{q\infty} \int \psi_{p,q}\,d\mu$. Et $\int \psi_{p,q}\,d\mu \leqq A_p (q < p)$; $(\psi_{p,q})_{q \in \mathrm{N}}$ est une suite de Cauchy. D'ou $\lim_{p\infty} A_p = A$.

3° A tout p, associons q_p croissant avec p, tel que $\int \psi_{p,q_p}\,d\mu > A_p - (\varepsilon/2^p)$. Soit $\gamma_p = \inf(\psi_{1,q_1}, \ldots, \psi_{p,q_p})$. On démontre par récurrence que

$$\int \gamma_p\,d\mu > A_p - \left(1 - \frac{1}{2^p}\right)\varepsilon.$$

On a en effet

$$\psi_{p-1,q_{p-1}} \leqq \psi_{p-1,q_p}, \qquad \psi_{p,q_p} \leqq \psi_{p-1,q_p}, \qquad \sup(\gamma_{p-1}, \psi_{p,q_p}) \leqq \psi_{p-1,q_p}.$$

D'où

$$\gamma_p \geqq \gamma_{p-1} + \psi_{p,q_p} - \psi_{p-1,q_p} \qquad \text{et} \qquad \int \gamma_p\,d\mu \geqq A_p - \left(1 - \frac{1}{2p}\right)\varepsilon.$$

4° Si $\varphi_p(x)$ tend vers zéro p. p., $\gamma_p(x)$ aussi tend vers zéro presque partout car $\gamma_p < \psi_{p,q_p}$ et $\psi_{p,q_p} = \sup(\varphi_p, \ldots, \varphi_{q_p})$.

5° Enfin, d'après le lemme 2, γ_p étant une suite décroissante de fonctions de Φ, $\lim_{p\infty} \int \gamma_p\,d\mu = 0$.

En résumé : à partir d'une famille $\mathcal{B}$ d'ouverts de $\mathcal{E}$ satisfaisant à cinq conditions et l'espace normé Φ avec $\|\varphi\| = \int |\varphi|\,d\mu$, on définit les fonctions numériques f intégrables sur $\mathcal{E}$ comme limites presque partout sur $\mathcal{E}$ des suites φ_n de Cauchy de Φ. L'intégrale de f est $\int f\,d\mu = \lim_{n\infty} \int \varphi_n\,d\mu$. $\|f\| = \int |f|\,d\mu$ est une norme et définit l'espace L qui est *complet.*

(A partir de là on peut définir les ensembles mesurables c'est-à-dire étendre la mesure μ définie pour la famille $\mathcal{B}$).

On démontre immédiatement le théorème suivant :

THÉORÈME. — *Si* (f_n) *est une suite de Cauchy dans* L, *existent un élément* f *de* L, *tel que* $\lim_{n\infty}\int f_n\,d\mu = \int f\,d\mu$ *et une suite* (f_{n_k}) *extraite de* (f_n) *qui converge presque partout vers* f.

Comme cas particulier, on obtient le théorème de B. Lévi : Si (f_n) est une suite croissante et si $\int f_n\,d\mu$ est borné, $\lim_{n,m\infty}\int (f_n - f_m)\,d\mu = 0$; mais comme $|f_n - f_m| = \pm(f_n - f_m)$, $\lim_{m,n\infty}\|f_n - f_m\| = 0$. Donc (f_n) est une suite de Cauchy. Comme elle est monotone, elle converge presque partout vers $f \in$ L et $\lim_{n\infty}\int f_n\,d\mu = \int f\,d\mu$.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2882.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Sur les transformations analytiques des variétés kählériennes compactes.* Note de M. **André Lichnerowicz**, présentée par M. Joseph Pérès.

Caractérisation des transformations infinitésimales (t. i.) analytiques. Toute t. i. conforme est analytique, donc isométrique pour une dimension > 2. Si $R = \text{const.}$, l'algèbre des t. i. analytiques est engendrée par les isométries infinitésimales et leurs images par $\mathcal{J}$ (1).

Sur une variété kählérienne compacte V_{2n} de dimension réelle $2n$, soit $(z^\alpha, z^{\alpha^*} = \bar{z}^\alpha)$ (α, tout indice grec $= 1, \ldots, n; \alpha^* = \alpha + n$) un système de coordonnées locales analytiques; la métrique de V_{2n} peut être représentée localement par

$$ds^2 = 2g_{\alpha\beta^*}\,dz^\alpha\,dz^{\beta^*}$$

et la 2-forme fondamentale par

$$F = i g_{\alpha\beta^*}\,dz^\alpha \wedge dz^{\beta^*}.$$

Une transformation infinitésimale (t. i.) de V_{2n} sera définie ici par la 1-forme réelle ξ avec laquelle le champ de vecteurs correspondant peut être identifié par la dualité définie par la métrique. Une t. i. de V_{2n} est dite *analytique* si elle laisse invariante la structure complexe de V_{2n}. Si ξ définit une t. i. analytique, il en est de même de $\mathcal{J}\xi$ (où $\mathcal{J}$ est l'opérateur défini par la structure complexe). Toute isométrie infinitésimale est analytique. Nous désignons par M l'opérateur sur les p-formes α défini par

$$M\alpha(v_1, \ldots, v_p) = \sum_{k=1}^{p} \alpha(v_1, \ldots, \mathcal{J}v_k, \ldots, v_p),$$

cet opérateur satisfait aux relations (²).

(1) $$dM - Md = -[\delta e(F) - e(F)\delta]; \qquad \delta M - M\delta = di(F) - i(F)d,$$

où e et i sont les symboles de produit extérieur et produit intérieur. Si ξ est analytique $M\,d\xi = 0$.

1. A toute 1-forme réelle ξ associons le tenseur réel $a(\xi)_{ij}(i, j$, tout indice latin $= 1, \ldots, 2n)$ défini par

$$a(\xi)_{\alpha\beta} = \nabla_\alpha \xi_\beta, \qquad a(\xi)_{\alpha\beta^*} = 0, \qquad a(\xi)_{\alpha^*\beta^*} = \nabla_{\alpha^*}\xi_{\beta^*}$$

et la 1-forme $\mu(\xi)$ telle que

$$\mu(\xi)_i = \xi^j a_{ij}.$$

Si Q désigne l'opérateur de Ricci défini par $\xi_i \to 2R_{ij}\xi^j$ (où R_{ij} est le tenseur de Ricci), on a

(2) $$(\Delta\xi - Q\xi)_i = -2\nabla^j a(\xi)_{ji}.$$

On en déduit

(3) $$2\delta\mu(\xi) = (\Delta\xi - Q\xi, \xi) - 4(a(\xi), a(\xi)).$$

Pour que ξ définisse une t. i. analytique, il faut et il suffit que $a(\xi) = 0$. En intégrant (3) sur V_{2n} il vient :

Théorème 1. — *Sur une variété kählérienne compacte on a pour toute 1-forme* ξ

(4) $$\langle \Delta\xi - Q\xi, \xi \rangle = 4\langle a(\xi), a(\xi) \rangle.$$

Pour que la 1-forme ξ définisse une t. i. analytique, il faut et il suffit qu'elle satisfasse

(5) $$\Delta\xi = Q\xi.$$

Si ψ désigne la 2-forme de Chern de V_{2n}, (5) peut s'écrire $\Delta\xi = 4\pi\iota(M\xi)\psi$. Par différentiation, on voit en utilisant (¹) que toute t. i. analytique laissant ψ invariante est une isométrie infinitésimale.

J'ai démontré ailleurs (³) que pour qu'une 1-forme ξ définisse une t. i. conforme sur une variété riemannienne compacte V_m, il faut et il suffit que

$$\Delta\xi + \left(1 - \frac{2}{m}\right) d\delta\xi = Q\xi.$$

Si ξ désigne une t. i. *conforme* d'une variété kählérienne V_{2n} il résulte de (4)

$$-\left(1 - \frac{2}{m}\right)\langle \delta\xi, \delta\xi \rangle = 4\langle a(\xi), a(\xi) \rangle,$$

d'où la nullité des deux membres.

THÉORÈME 2. — *Sur une variété kählérienne compacte* V_{2n} *de dimension* $2n$ *supérieure à 2, le plus grand groupe connexe de transformations conformes coïncide avec le plus grand groupe connexe d'automorphismes de la structure kählérienne. Pour la dimension 2, il coïncide avec le plus grand groupe connexe de transformations analytiques.*

2. Soit L l'algèbre de toutes les t. i. analytiques. Si L_1 est l'algèbre des isométries infinitésimales, $L_2 = L_1 + ML_1$ est une sous-algèbre de l'algèbre complexe L. Il existe un homomorphisme naturel de la complexifiée L_1^c de L_1 sur L_2 dont le noyau est défini à partir des 1-formes à dérivée covariante nulle (1-forme définissant une isométrie et dont l'image par M définit une isométrie). Si $c_1(V_{2n})$ est la dimension de l'espace de ces 1-formes, $\dim L_2 = 2\dim L_1 - c_1(V_{2n})$.

Soit ξ une t. i. analytique. Posons $\xi = \eta + \zeta$ (η cofermée, ζ homologue à o); ξ étant analytique, $Md\xi = 0$ et par suite $Md\eta = 0$. De (1) appliquée à η, il résulte $dM\eta = 0$. D'autre part :

$$\delta Q\eta = -i(\eta)\,dR - 2R^{\alpha\beta^*}(\nabla_\alpha \eta_{\beta^*} + \nabla_{\beta^*}\eta_\alpha).$$

Si R = const., $\delta Q\eta = 0$. De (4) appliquée à ζ, il résulte, $\Delta\zeta - Q\zeta$ étant cofermée et ζ homologue à o, que ζ définit une t. i. analytique. Il en résulte $L_2 = L$.

THÉORÈME 3. — *Sur une variété kählérienne compacte à courbure scalaire constante, l'algèbre de toutes les transformations infinitésimales analytiques est engendrée par les isométries infinitésimales et leurs images par* $\mathcal{J}$. *C'est une algèbre réductive* ([4]).

On en déduit :

COROLLAIRE. — *Sur une variété kählérienne compacte à courbure scalaire constante de dimension* $2n$, *la dimension du plus grand groupe de transformations analytiques a pour maximum* $2(n^2+2n)$. *Ce maximum n'est atteint que pour* $PC(n)$.

De (4) on déduit encore : si $b_1(V_{2n}) = 0$, toute isométrie infinitésimale est donnée par $Md\varphi$ (φ, o-forme) où φ est une solution de $\Delta\Delta\varphi = \delta Q d\varphi$. Le crochet $[\varphi_1, \varphi_2] = 2i(F)\,d\varphi_1 \wedge d\varphi_2$ définit sur l'espace des solutions de cette équation une structure d'algèbre isomorphe à L_1.

(1) Cette Note généralise Y. MATSUSHIMA, *Nagoya Math. J.*, 11, 1957, p. 145-150.

(2) LICHNEROWICZ, *Théorie globales des connexions*, p. 272, Cremonese, 1955.

(3) A. LICHNEROWICZ, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 726.

(4) Pour la réductivité *voir* (1).

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Espace des tenseurs de type adjoint. Homomorphismes.* Note de M. **André Aragnol**, présentée par M. Joseph Pérès.

Détermination à partir d'un couple d'homomorphismes (φ, h) de tous les couples (φ^1, h^1) tels que $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{C(E)} = \varphi^1_{C(E)}$. Existence, sous certaines conditions, de couples (φ, h) déterminant des homomorphismes $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ donnés (début de la démonstration) [1].

1. *Homomorphismes.* — On vérifie facilement les résultats suivants :

Proposition 1. — *L'image par h d'un chemin ω-horizontal est $\varphi_{C(E)}(\omega)$-horizontal.*

Proposition 2. — *Soit $s \in G'$ et D_s la translation à droite sur $\mathcal{E}'$ définie par s. Les homomorphismes $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi^1_{C(E)}$ associés à*

$$\varphi^1 = \mathrm{Int}(s^{-1}) \circ \varphi \qquad et \qquad h^1 = D_s \circ h$$

coïncident avec les homomorphismes $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ associés à (φ, h).

Proposition 3. — *Le champ normal $\Gamma = \Gamma(\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}^0(\mathcal{E})), \varphi_{C(E)}(\omega))$ est intégrable.*

Proposition 4. — *L'espace fibré des algèbres de Lie de $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}(\mathcal{E}))$ est $k(\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}^0(\mathcal{E}))$.*

Proposition 5. — *L'image par h d'une composante connexe $\mathcal{E}_0$ de $\mathcal{E}$ est une variété intégrale de Γ.*

En effet, $\mathcal{E}_0$ est engendré par les chemins horizontaux issus d'une composante connexe $\mathcal{E}_{x,0}$ d'une fibre $\mathcal{E}_x$ de $\mathcal{E}$. Or, si G_0 désigne la composante connexe de l'élément neutre de G, on a $h(\mathcal{E}_{x,0}) = h(y).\varphi(G_0)$ où y est un point quelconque de $\mathcal{E}_{x,0}$. Soient, d'autre part, V la variété intégrale de Γ passant par $h(y)$ et $V_{x,0}$ la composante connexe de $h(y)$ dans V_x. Il résulte de la proposition 4 que $V_{x,0} = \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E})).h(y)$ où $\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E})$ est la composante connexe de l'identité dans $\mathcal{M}_x(\mathcal{E})$. Or $j_{\mathcal{M}}(h(y))(\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}_{x,0}(\mathcal{E}))) = \varphi(G_0)$. Le résultat annoncé se déduit alors de la proposition 1 et du fait que V est engendrée par les chemins $\varphi_{C(E)}(\omega)$-horizontaux issus de $V_{x,0}$.

Proposition 6. — *Si (φ, h) et (φ^1, h^1) sont tels que $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{C(E)} = \varphi^1_{C(E)}$, il existe $s \in G'$ tel que $\varphi^1 = \mathrm{Int}(s^{-1}) \circ \varphi$ et $h^1 = D_s \circ h$.*

$h(\mathcal{E}_0)$ et $h^1(\mathcal{E}_0)$ sont en effet deux variétés intégrales de Γ. Soient $y \in \mathcal{E}_0$, $s \in G'$ défini par $h^1(y) = h(y).s$ et $y' = y.\sigma = m.y$ ($\sigma \in G$ et $m \in \mathcal{M}_x(\mathcal{E})$). On a : $h(y') = h(y).\varphi(\sigma) = (i_{\mathcal{M}}(h(y))\varphi(\sigma)).h(y)$. Ce qui entraîne

$$\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(m) = i_{\mathcal{M}}(h(y))\varphi(\sigma).$$

De même

$$\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(m) = i_{\mathcal{M}}(h^1(y))\varphi^1(\sigma) = i_{\mathcal{M}}(h(y))\,\mathrm{Int}(s)\varphi^1(\sigma)$$

et, puisque $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} = \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$: $\varphi^1(\sigma) = \mathrm{Int}(s^{-1})\varphi(\sigma)$. Il suffit, pour démontrer la

proposition de vérifier que s ne dépend pas du choix de y. Pour des points de la même fibre $\mathcal{E}_x$, cela résulte de la commutativité des opérations de G et de $\mathcal{M}_x(\mathcal{E})$. Pour un point quelconque de $\mathcal{E}$, c'est une conséquence de la proposition 1 et de l'invariance de l'ensemble des chemins horizontaux par les translations à droite.

2. *Homomorphismes adjoints.* — Soit $\mathcal{R}$ l'espace des repères de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$. C'est un espace fibré principal de groupe structural $\mathrm{Gl}(n, \mathrm{R})$. Soient $\underline{\underline{\mathcal{L}}}(\mathcal{R})$ l'espace des tenseurs de type adjoint de $\mathcal{R}$ et $\mathcal{M}l(\mathcal{R})$ l'homologue, pour $\mathcal{R}$, de $\mathcal{M}(\mathcal{E})$. Soient $a_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} : \mathcal{M}(\mathcal{E}) \to \mathcal{M}l(\mathcal{R})$ et $a_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} : \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \underline{\underline{\mathcal{L}}}(\mathcal{R})$ les homomorphismes adjoints. Il existe de plus un homomorphisme $a_{\mathrm{C(E)}} : \mathrm{C(E)} \to \mathrm{Cl(R)}$ où $\mathrm{Cl(R)}$ désigne le faisceau des connexions sur $\mathcal{R}$. Enfin, étant donnée une base $f = (f_i)$ de G, on posera $a^f_{\mathcal{E}}(y) = (j_{\mathcal{E}}(y) f_i)$ $(i = 1, \ldots, n)$ et l'on notera $a^f : \mathrm{G} \to \mathrm{Gl}(n, \mathrm{R})$ l'homomorphisme adjoint de G, tel qu'il s'exprime par rapport à f.

Proposition 7. — *On a* $a^f_{\mathcal{E}}(y.s) = a^f_{\mathcal{E}}(y).a^f(s)$.

Proposition 8. — *Si* $f^0 = (f^0_i)$ et $f^0_i = \sum \mathrm{A}^j_i f_i$, *on a*

$$a^{f^0}_{\mathcal{E}} = \mathrm{D}_{\mathrm{A}} \circ a^f_{\mathcal{E}} \qquad \textit{et} \qquad a^{f^0} = \mathrm{Int}(\mathrm{A}^{-1}) \circ a^f, \qquad \textit{avec} \quad \mathrm{A} = (\mathrm{A}^i_j).$$

Proposition 9. — *Soient l et l' deux chemins ω-horizontaux d'origines y, $y' \in \mathcal{E}_x$ et se projetant sur un même lacet en x. Soient s et s' les translations à droite qu'ils déterminent. Si $a^f_{\mathcal{E}}(l) = a^f_{\mathcal{E}}(l')$, on a $s = s'$.*

3. Soient $\mathcal{E}(\mathfrak{X}, \mathrm{G})$ et $\mathcal{E}'(\mathfrak{X}, \mathrm{G}')$ deux espaces fibrés principaux et ω, ω' deux connexions sur $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ respectivement. Soient n et n' les dimensions de G et G' et $\mathcal{R}$, $\mathcal{R}'$ les espaces des repères de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$ et $\mathcal{L}'^0(\mathcal{E}')$. A ω et ω' sont associées les L(E)- et L'(E')-différentiations covariantes Δ et Δ', d'une part et, d'autre part, les connexions linéaires ϖ, ϖ' sur $\mathcal{R}$ et $\mathcal{R}'$. Ces dernières déterminent à leur tour les $\underline{\underline{\mathrm{L}}}(\mathrm{R})$- et $\underline{\underline{\mathrm{L}}}'(\mathrm{R}')$-différentiations covariantes $\underline{\underline{\Delta}}$ et $\underline{\underline{\Delta}}'$. Nous supposons qu'il existe des homomorphismes associés $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} : \mathcal{M}(\mathcal{E}) \to \mathcal{M}'(\mathcal{E}')$ et $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} : \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \mathcal{L}'(\mathcal{E}')$ et que l'on a $\Delta' \circ \varphi_{\mathrm{L(E)}} = \varphi_{\mathrm{L(E)}} \circ \Delta$ et $\varphi_{\mathrm{L(E)}}(\Omega(\omega)) = \Omega(\omega')$. Nous supposons que G est connexe pour simplifier et nous nous proposons de chercher s'il est possible d'obtenir $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{\mathrm{C(E)}}$ [défini par $\varphi_{\mathrm{C(E)}}(\omega) = \omega'$] à partir d'un couple d'homomorphismes $\varphi : \mathrm{G} \to \mathrm{G}'$ et $h : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'$. Avant d'aborder ce problème, nous établirons le résultat intermédiaire suivant :

Proposition 10. — *Dans les conditions ci-dessus, si le groupe d'holonomie de $\overline{\omega}'$ est connexe, il existe un couple d'homomorphismes $\varphi^1 : \mathrm{G} \to \mathrm{G}l(n', \mathrm{R})$ et $h^1 : \mathcal{E} \to \mathcal{R}'$ tels que $h^1(y.s) = h^1(y).\varphi^1(s)$ $(s \in \mathrm{G}$ et $y \in \mathcal{E})$ et que les homomordhismes $a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $a_{\mathcal{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ coïncident avec les homomorphismes $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ normalement associés à (φ^1, h^1), tandis que $\varphi^1_{\mathrm{C(E)}}(\omega) = \overline{\omega}'$.*

Posons

$$\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\mathcal{L}(\mathcal{E})) = \mathcal{L}_{\varphi}, \qquad \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}(\mathcal{M}(\mathcal{E})) = \mathcal{M}_{\varphi}, \qquad a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E})'}(\mathcal{L}_{\varphi}) = \mathcal{L}_{a\varphi}$$

et

$$a_{\mathfrak{M}'(\mathcal{E}')}(\mathfrak{M}_\varphi) = \mathfrak{M}_{a\varphi}.$$

LEMME 1. — *Le champ normal* $\Gamma(\mathcal{L}_{a\varphi}, \overline{\omega}')$ *est intégrable.*

On a en effet : $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$, $\underline{\Delta}' \circ a_{L'(E')} = a_{L'(E')} \circ \Delta'$, $\Omega(\omega') = \varphi_{L(E)}(\Omega(\omega))$ et $\Omega(\overline{\omega}') = a_{L'(E')}(\Omega(\omega'))$, ce qui montre que les conditions d'intégrabilité sont satisfaites. Il en résulte que $\mathfrak{M}_{a\varphi}$ est fibré et que les algèbres de Lie de ses fibres s'identifient, par k, aux fibres de $\mathcal{L}^0_{a\varphi}$. Soit alors $\mathcal{J}^0(\mathcal{E})$ le noyau de $\varphi_{\mathcal{L}^0(\mathcal{E})}$.

LEMME 2. — *Il existe un idéal* I *de* $\underline{G}$ *tel que* $j_{\mathcal{L}}(y)\,\mathcal{J}^0(\mathcal{E}) = \mathrm{I}$ *quel que soit* $y \in \mathcal{E}$.

Choisissons alors un repère $f = (f_i)$ de $\underline{G}$ dont les m premiers vecteurs (f_α) $(\alpha = 1, \ldots, m)$ constituent une base de I. Posons $h^0(y) = (\rho'_{a-m})(a = m+1, \ldots, n)$ avec $\rho'_{a-m} = \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}(\rho_a)$ et $(\rho_i) = a^f_{\mathcal{E}}(y)$ $(i = 1, \ldots, n$ et $y \in \mathcal{E})$. On a $h^0 : \mathcal{E} \to \overset{n-m}{\mathcal{R}'}$.

LEMME 3. — $h^0(\mathcal{E})$ *est un espace fibré sur lequel* $\mathfrak{M}_{a\varphi}$ *opère fibre à fibre de façon simplement transitive.*

Cela résulte essentiellement du fait que $\varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ sont associés. De plus, $(\mathfrak{M}_{a\varphi})_x$ opère sur $(\mathcal{L}_\varphi)_x$ comme groupe adjoint de $(\mathfrak{M}_\varphi)_x$.

LEMME 4. — *Si* $y' \in \mathcal{E}_{x'}$ *se déduit de* $y \in \mathcal{E}_x$ *par transport parallèle le long de* $\lambda_{xx'}$, $h^0(y')$ *se déduit également de* $h^0(y)$ *par transport parallèle le long de* $\lambda_{xx'}$.

Donnons-nous maintenant un repère $\rho' = (\rho'_{i'})(i' = 1, \ldots, n')$ tel que $(\rho'_{a-m}) = h^0(y_0)$ $(y_0 \in \mathcal{E})$ et soit V la variété intégrale de $\Gamma(\mathcal{L}_{a\varphi}, \overline{\omega}')$ passant par ρ'.

LEMME 5. — *L'application* $\psi : \mathrm{V} \to \overset{n-m}{\mathcal{R}}$, *définie par* $\psi(\rho'_{i'}) = (\rho'_{a-m})$ $(i' = 1, \ldots, n'$ *et* $a = m+1, \ldots, n)$, *est une application biunivoque de* V *sur* $h^0(\mathcal{E})$.

Cela résulte des lemmes 3 et 4.

On pose alors $h^1 = \psi^{-1} \circ h^0$ et l'on vérifie que $h^1(m.y) = a_{\mathfrak{M}'(\mathcal{E}')}(\varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}(m)) . h^1(y)$. On montre alors facilement que l'équation $h^1(y.s) = h^1(y) . \varphi^1(s)$ détermine un homomorphisme $\varphi^1 : \mathrm{G} \to \mathrm{G}l(n', \mathrm{R})$ indépendant de y. Il ne reste plus qu'à vérifier que $\varphi^1_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})} = a_{\mathfrak{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi^1_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = a_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et $\varphi^1_{C(E)}(\omega) = \overline{\omega}$.

On peut alors choisir un repère f' de G′ tel que $a^{f'}_{\mathcal{E}'}(\mathcal{E}') \supset h^1(\mathcal{E})$, de sorte qu'en notant γ et $\gamma_{\mathcal{E}'}$ les applications canoniques $\gamma : \mathrm{G}' \to \mathrm{G}'/\mathrm{H}'$ et $\gamma_{\mathcal{E}'} : \mathcal{E}' \to \mathcal{E}'|\mathrm{H}'$ (H′ = centre de G′) on a :

PROPOSITION 11. — *Dans les conditions de la proposition* 10, *si le groupe d'holonomie de* $\gamma_{C'(E')}(\omega')$ *est connexe, il existe un couple d'homomorphismes* $\varphi' : \mathrm{G} \to \mathrm{G}'/\mathrm{H}'$, $h' : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'/\mathrm{H}'$ *tels que* $h'(y.s) = h'(y) . \varphi'(s)$, $\varphi'_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})} = \gamma_{\mathfrak{M}'(\mathcal{E}')} \circ \varphi_{\mathfrak{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi'_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} = \gamma_{\mathcal{L}'(\mathcal{E}')} \circ \gamma_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ *et* $\gamma_{C'(E')}(\omega') = \varphi_{C(E)}(\omega)$.

(1) *Voir* A. ARAGNOL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 437; 244, 1957, p. 2683.

CALCUL MÉCANIQUE. — *Influence de l'amortissement sur un simulateur électromécanique d'une équation de Hill.* Note (*) de M. **Jean Valat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Lors de la réalisation d'un simulateur électromécanique des équations du cosmotron à forte convergence, nous avons rencontré une équation de Hill, contenant un terme d'amortissement proportionnel à la vitesse. Nous avons construit le diagramme de stabilité de cette équation, pour évaluer l'importance de la perturbation que crée ce genre d'amortissement.

1. Le simulateur décrit dans une Note précédente ([1]) est régi par l'équation

$$y'' + \alpha y' + [\lambda + \tilde{\eta}]y = 0, \tag{1}$$

où α et λ, sont des constantes et $\tilde{\eta}$ une fonction créneau modulatrice, de fréquence f et d'amplitude $+|\eta|$, $-|\eta|$, $+|\eta|$, etc.

En posant $y = e^{-\alpha t/2}$, on se ramène à l'équation de Hill :

$$u'' + \left[\lambda - \frac{\alpha^2}{4} + \tilde{\eta}\right]u = 0 \tag{2}$$

pour laquelle le théorème de Floquet donne une solution particulière :

$$u = A\,e^{\mu t}\,\Phi(t), \tag{3}$$

$\Phi(t)$ étant une solution périodique. D'où

$$y = A\,e^{\left(\mu - \frac{\alpha}{2}\right)t}\,\Phi(t). \tag{4}$$

L'amortissement modifie donc de deux façons les zones de stabilité obtenues pour $\alpha = 0$. D'une part il modifie le coefficient λ qui devient $\lambda - (\alpha^2/4)$ et d'autre part il change l'exposant caractéristique μ.

Nous utilisons le formalisme matriciel et calculons la matrice de transfert correspondant à une période T de la fonction modulatrice, qui est une fonction créneau. Il vient

$$\left\{\begin{matrix} y\left(\frac{T}{2}\right) \\ y'\left(\frac{T}{2}\right) \end{matrix}\right\} = \| T \|_+ \left\{\begin{matrix} y(0) \\ y'(0) \end{matrix}\right\} \qquad (\eta = +|\eta|), \tag{5}$$

$$\left\{\begin{matrix} y(T) \\ y'(T) \end{matrix}\right\} = \| T \|_- \left\{\begin{matrix} y\left(\frac{T}{2}\right) \\ y'\left(\frac{T}{2}\right) \end{matrix}\right\} \qquad (\eta = -|\eta|), \tag{6}$$

$$\left\{\begin{matrix} y(T) \\ y'(T) \end{matrix}\right\} = \| T \|_- \| T \|_+ \left\{\begin{matrix} y(0) \\ y'(0) \end{matrix}\right\} = \| T \| \left\{\begin{matrix} y(0) \\ y'(0) \end{matrix}\right\}. \tag{7}$$

Les composantes de la matrice $\|T\|$ sont

$$(8)\quad T_{11}= e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right] -\left[\frac{a}{b}+\frac{\alpha^2}{4ab}\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(9)\quad T_{12}= e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\frac{1}{a}\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right) +\frac{1}{b}\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(10)\quad T_{21}=-e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{\left[a+\frac{\alpha^2}{4a}\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right) +\left[b+\frac{\alpha^2}{4b}\right]\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)+\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\},$$

$$(11)\quad T_{22}=e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{-\left[\frac{b}{a}+\frac{\alpha^2}{4ab}\right]\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right) +\left[\cos\left(\frac{aT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2a}\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\right]\left[\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\frac{\alpha}{2b}\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right]\right\},$$

avec

$$(12)\qquad a=\sqrt{\lambda-\frac{\alpha^2}{4}+|\eta|},$$

$$(13)\qquad b=\sqrt{\lambda-\frac{\alpha^2}{4}-|\eta|}.$$

2. La solution sera stable si les valeurs propres de la matrice $\|T\|$ sont, en module, inférieures ou égales à l'unité. L'équation aux valeurs propres est de la forme

$$(14)\qquad r^2-tr+\delta=0,$$

où t est la trace de la matrice générale $\|T\|$, qui s'écrit après simplification

$$(15)\qquad t=e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\left(\frac{a}{b}+\frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\}.$$

Les quantités a et b peuvent devenir imaginaires pures. Toutefois la trace t reste toujours réelle. La quantité δ est le déterminant de la matrice générale $\|T\|$. On peut le calculer directement, mais il est plus simple de remarquer que δ, wronskien de l'équation linéaire (1) peut s'écrire

$$(16)\qquad \delta=\delta_0\, e^{-\int_0^T\alpha\,dt}=e^{-\alpha T}\qquad(\delta_0=1).$$

L'équation (15) s'explicite alors sous la forme

$$(17)\quad r^2-r\,e^{-\frac{\alpha T}{2}}\left\{2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right)-\left(\frac{a}{b}+\frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right)\right\}+e^{-\alpha T}=0.$$

Les zones de stabilité seront définies par

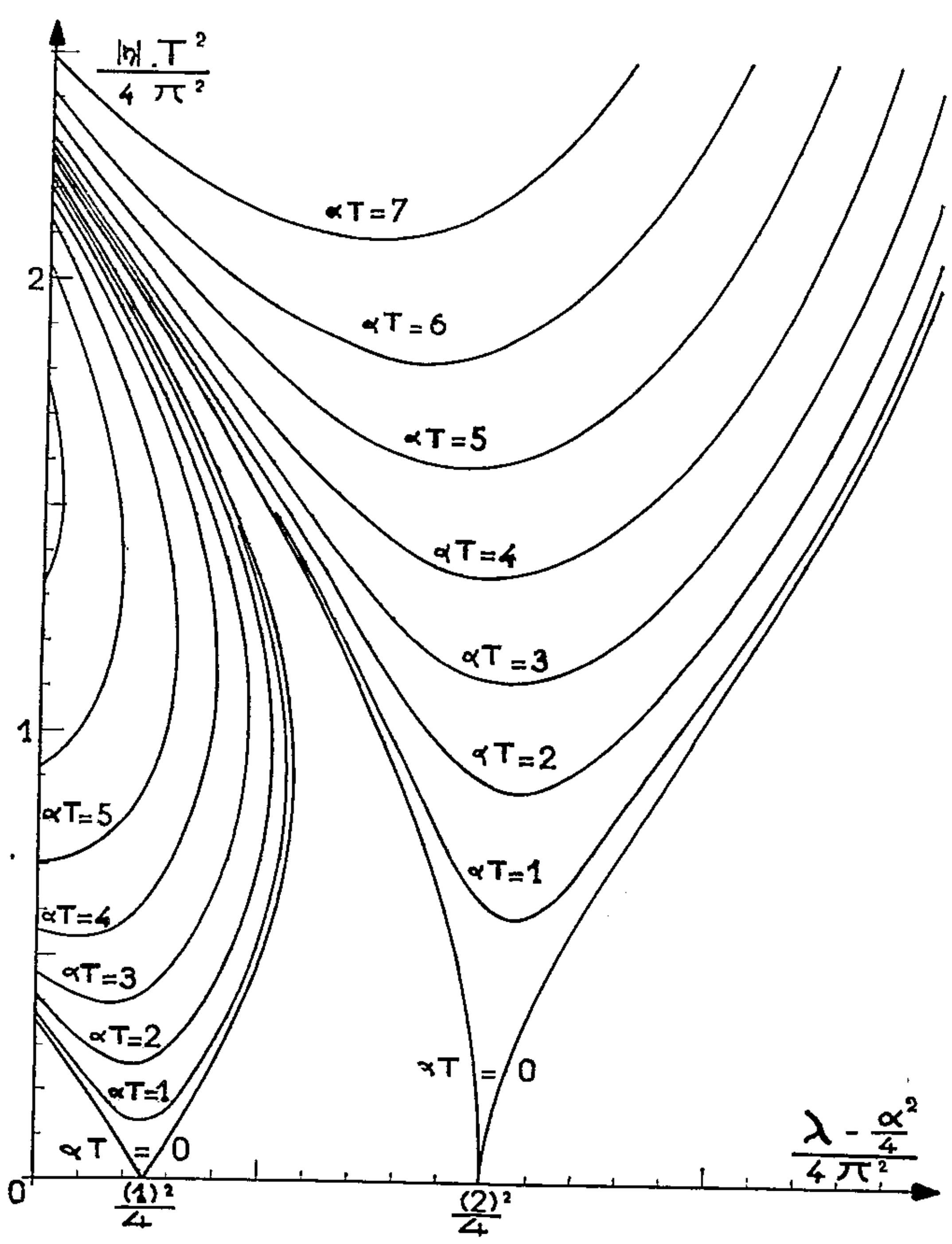
$$|r| \leq 1. \tag{18}$$

Les résultats de la discussion dépendent du signe de α. Donnons ceux obtenus dans le cas $\alpha > 0$ (cas du simulateur) :

1° $|t| > 1 + e^{-\alpha T}$; il y a instabilité, l'amplitude des oscillations croîtra et atteindra la zone de non-linéarité de la cellule [*cf.* (1)];

2° $|t| = 1 + e^{-\alpha T}$; il existe une solution périodique vers laquelle tend la solution générale, car l'autre solution s'évanouit ;

3° $|t| < 1 + e^{-\alpha T}$; il y a toujours stabilité, que les valeurs propres soient réelles ou complexes. Les solutions sont amorties exponentiellement.



En résumé, les zones de stabilité sont déterminées par la condition

$$\left| 2\cos\left(\frac{aT}{2}\right)\cos\left(\frac{bT}{2}\right) - \left(\frac{a}{b} + \frac{b}{a}\right)\sin\left(\frac{aT}{2}\right)\sin\left(\frac{bT}{2}\right) \right| \leq 2\,\mathrm{ch}\left(\frac{\alpha T}{2}\right). \tag{19}$$

Cette condition généralise la condition de Floquet que l'on retrouve en faisant $\alpha = 0$ dans l'inégalité (19).

3. Le graphique ci-dessus donne, dans les coordonnées $[\lambda - (\alpha^2/4)]/(4\pi^2 f^2)$ et $|\eta|/(4\pi^2 f^2)$, l'allure des zones de stabilité correspondant à des valeurs constantes de $\alpha T = \alpha/f$. Nous nous sommes limités aux valeurs de α, inférieures à celle qui correspond à l'amortissement critique ($\alpha \leqq 2\lambda$). Nous avons entrepris la vérification expérimentale de ce graphique à l'aide du simulateur décrit dans une Note antérieure (1).

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2462.

CALCUL DES PROBABILITÉS. — *Sur une propriété des fonctions de répartition empiriques considérées comme « estimations » des fonctions de répartition théoriques.* Note (*) de M. **Jean-René Barra**, présentée par M. Georges Darmois.

On sait que $F_n^\star(z)$ — répartition empirique — estime $F(z)$ — répartition exacte — au sens suivant :

1° pour tout z, $F_n^\star(z)$ converge presque complètement vers $F(z)$;

2° soit $F_n^\star(z) = F(z) + [\delta_n(z)/\sqrt{n}]$, $\delta_n(z)$ tend en loi vers une fonction aléatoire Laplacienne semi-réduite, de covariance $F(t, \tau) = F(t) - F(t)F(\tau)$, $(t \leqq \tau)$.

On se propose de montrer ici qu'étant donnée, $Z = \Phi(X^1, \ldots, X^p)$, fonction mesurable de p variables aléatoires indépendantes, si l'on prend pour loi des X^i, une loi empirique déduite d'observations connues, la loi empirique obtenue pour Z estime au sens précédent la loi exacte de Z.

Dans toute la suite, on se bornera à l'étude des deux cas suivants :

Cas (A) : On suppose que tous les $X^{(i)}$, sont indépendants et identiquement distribués, la loi commune étant connue par un échantillon (x_i) de dimension n.

Cas (B) : On suppose que l'on a pour chaque $X^{(k)}$, indépendamment un échantillon (x_i^k) de dimension n_k.

Et l'on considérera que l'on connaît la variable aléatoire Z par les valeurs $z_\alpha = \Phi[x_{i_1}, \ldots, x_{i_{p}}]$ où les indices $i^{(1)}, \ldots, i^{(p)}$ parcourent :

dans le cas (A) les valeurs $1, \ldots, n$, et sont distincts;

dans le cas (A) respectivement les valeurs $1, \ldots, n_1; \ldots; 1, \ldots, n_p$.

L'ensemble des valeurs z_α ne forme pas un échantillon ordinaire, mais on peut toujours en construire la répartition empirique $S^\star$ et voir comment se conservent les propriétés énoncées dans l'introduction.

On a d'abord le théorème de convergence :

Théorème 1. — *La répartition empirique* $S^\star((z_\alpha))$ *converge presque complètement vers la répartition exacte de* Z :

a. dans le cas (A) *quand* $n \to \infty$;

b. dans le cas (B) *quand les dimensions* n_k *tendent vers l'infini de telle façon que les séries de termes généraux* $1/n_k n_{k'}$ *soient convergentes quels que soient* k *et* k'.

On établira ce théorème en montrant que le moment centré d'ordre 4 de S^* est équivalent à $1/n^2$ dans le cas (A), à $\sum_{k,k'} a_{k,k'}/n_k.n_{k'}$ dans le cas (B). On a

$$S^*(z)=\frac{\sum_\alpha \delta(z_\alpha)}{N}, \qquad \text{où} \quad \delta(z_\alpha)=\begin{cases} 1 & \text{si } z_\alpha \leqq z, \\ 0 & \text{si } z_\alpha > z \end{cases}$$

et où N est le nombre total de z_α.

Le calcul du moment d'ordre 4 se ramène donc à celui de l'espérance mathématique des expressions

$$\Phi_2=\sum_{\alpha\neq\beta}\delta(z_\alpha)\delta(z_\beta); \qquad \Phi_3=\sum_{\alpha\neq\beta\neq\gamma}\delta(z_\alpha)\delta(z_\beta)\delta(z_\gamma)$$

et

$$\Phi_4=\sum_{\alpha\neq\beta\neq\gamma\neq\delta}\delta(z_\alpha)\delta(z_\beta)\delta(z_\gamma)\delta(z_\delta).$$

Or dans celles-ci il suffit de tenir compte respectivement des termes tels que $\alpha\cap\beta$ — ou $\alpha\cap\beta\cap\gamma$, ou $\alpha\cap\beta\cap\gamma\cap\delta$ — soit formé de 1 ou 0 élément, et le théorème I découle immédiatement du dénombrement de ces termes.

Pour étudier la *loi d'erreur*, on se place dans un cadre un peu plus général, et soit une fonction $G(z, X^1, \ldots, X^p)$ mesurable de p variables aléatoires indépendantes, et possédant des moments du premier et second ordre quel que soit z. On étudiera la moyenne $G^*(z)$:

$$G^*(z)=\frac{\sum_\alpha G(z, z_\alpha)}{N},$$

avec les mêmes notations qu'au paragraphe précédent. Et l'on définira la « loi d'erreur » comme limite de $\delta_m(z)$:

$$G^*(z)=E(G^*(z))+\frac{\delta_m(z)}{\sqrt{m}},$$

avec $m=n$ dans le cas (A) et dans le cas (B), on suppose que les n_k tendent vers l'infini de telle façon qu'il existe m, tendant vers l'infini tel que $(n_k/m)\to\alpha_k$ pour tout k, avec $\prod_k \alpha_k=1$.

Posons enfin $\psi_k=E[G(z, X^1, \ldots, X^q, \ldots, X^p)/X^q$ pour $q\neq k]$ dans le cas (A), ψ_k est fonction de z et de la variable aléatoire X ayant pour loi celle de tous les X^i, dans le cas (B), ψ_k est fonction de z et de X^k.

On a alors

THÉORÈME II. — *La loi de δ_m tend quand $\to\infty$ vers une loi normale* $[0, \sigma^2(z)]$ *pour tout z, et*

dans le cas (A) :

$$\sigma^2(z) = \mathrm{E}\left(\sum_k \psi_k(\mathrm{X})\right)^2 - p^2[\mathrm{E}(\mathrm{G})]^2;$$

dans le cas (B) :

$$\sigma^2(z) = \sum_k (\alpha_k)^{-1}\sigma^2[\psi_k(\mathrm{X}_k)].$$

Notons que ceci entraîne immédiatement la tendance en loi de $\delta_m(z)$ vers une fonction aléatoire laplacienne de covariance connue.

Ce théorème est établi par la proposition suivante :

En ce qui concerne la limite de $\delta_m(z)$ *on peut remplacer* $\mathrm{S}_1 = \sum_\alpha [\mathrm{G}(z, z_\alpha) - \mathrm{E}(\mathrm{G})]$;

dans le cas (A) *par*

$$\mathrm{S}'_1 = n^{p-1}\sum_i \left[\sum_k [\psi_k(x_i) - \mathrm{E}(\mathrm{G})]\right];$$

dans le cas (B) *par*

$$\mathrm{S}'_2 = \mathrm{N}\sum_k \frac{1}{n_k}\left[\sum_{j=1}^{j=n_k} [\psi_k(x_j^k) - \mathrm{E}(\mathrm{G})]\right].$$

et ce lemme résulte du calcul de $\mathrm{E}(\mathrm{S}'_1 - \mathrm{S}_1)^2$ et de $\mathrm{E}(\mathrm{S}_1 - \mathrm{S}'_1)^2$.

Ces théorèmes montrent donc que si l'on utilise simultanément et indépendamment des répartitions empiriques, on devra considérer que l'on possède de la variable composée un ensemble de valeurs obtenu en permutant les valeurs données à l'intérieur des échantillons. Dans le cas particulier du produit de composition (noté o) ceci rejoint la relation

$$\mathrm{F}^*((x_i))^\circ\mathrm{G}^*((y_j)) = \mathrm{S}^*((x_i + y_j)),$$

$((x_i))$, $((y_j))$ étant deux échantillons distincts ou non, et F^*, G^*, S^*, les répartitions empiriques.

(*) Séance du 12 juin 1957.

MÉCANIQUE. — *Sur les systèmes d'équations différentielles du premier ordre, non linéaires, à coefficients périodiques.* Note de M. **Robert Faure**, présentée par M. Louis de Broglie.

On indique dans cette Note le procédé d'obtention des conditions d'existence d'une solution périodique d'un système d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques, les équations sont du premier ordre. On peut généraliser la méthode à des systèmes d'ordre plus élevé.

Soit le système d'équations différentielles dans le champs réel :

$$\frac{dx_i}{dt}+\sum_k p_{ik}x_k=f_i(x_k,\ t) \tag{1}$$

les p_{ik} sont des constantes réelles, Δ est le déterminant des p_{ik} $\Delta \neq 0$, les fonctions $f_i(x_k,\ t)$ sont des fonctions périodiques, de même période T

$$f_i(x_k,\ t)=a_i+\sum_k b_{ik}x_k+\sum_{pqr} c_{i,pqr}x_1^p x_2^q x_n^t \tag{2}$$

les a_i, b_{ik}, $c_{i,pqr}$ satisfont aux mêmes hypothèses que les fonctions $X(t)$ de la Note précédente [1].

$\|X(t)\|$ est la norme dans l'espace de Banach (B) défini par les $e^{ni\omega t}$; toutes les fonctions $X(t)$ considérées sont normées dans (B).

On a

$$B_{ik}=\|b_{ik}\|,\qquad \|a_i\|=A_i,\qquad C_{i,pqr}=\|c_{i,pqr}\|.$$

Les séries $C_{i,pqrt}X_1^pX_2^q\ldots X_n^t$ convergent pour un même groupe de valeurs non nulles $X_{10},\ \ldots,\ X_{n0}$, $i=1,\ \ldots,\ n$, soit (D) le domaine de convergence de l'ensemble de ces fonctions, on a

$$F_i=A_i+\sum_k B_{ik}X_k+\sum_{pqr} C_{i,pqr}X_1^pX_2^qX_n^r.$$

On suppose que

$$\int_0^T b_{ik}(t)\,dt=0,\qquad i,\ k=1,\ \ldots,\ n,$$

ce qui est toujours possible.

Dans ce qui suit

$$\sum A_i=\sum \|\alpha_i\|>0.$$

Les solutions de (1) ne peuvent être toutes identiquement nulles. Pour démontrer l'existence d'une solution périodique de (1) on définit une récurrence $x_{im}x_{im+1}$ dans (B) de la manière suivante

$$\frac{dx_{im+1}}{dt}+\sum_k p_{ik}x_{k,\ m+1}=f_i(x_{k,\ m},\ t) \tag{3}$$

avec

$$\begin{cases} x_{k,m} \in (B), & \|x_{k,m}\| \in (D) \\ x_{k,\ m+1} \in (B), \end{cases} \tag{4}$$

$$x_{k,\ m+1}=\sum_{-\infty}^{+\infty}\alpha_{q,\ k,\ m+1}\,e^{qi\omega t} \tag{5}$$

$$f_{i,\ m}(x_{k,\ m},\ t)=\sum_{-\infty}^{+\infty} f_{q,\ i,\ m}\,e^{qi\omega t} \tag{6}$$

les $\alpha_{q,k,m+1}$ sont définies par le système d'équations linéaires

$$(7)\qquad (q\omega i + p_{jj})\alpha_{q,j,m+1} + p_{jk}\alpha_{q,k,m+1} = f_{q,j,m}$$

si β_{qjk} est le mineur de l'élément $e_{q,jk}$ dans le déterminant Δ_q des $e_{q,jk} = p_{jk} (k \neq j)$, $e_{jj} = q\omega i + p_{jj}$,

$$(8)\qquad \alpha_{q,k,m+1} = \sum_j \frac{\beta_{qjk}}{\Delta_q} f_{q,jm}$$

les $x_{i,m+1}$ se déduisent des $f_{k,m}$ par des transformations linéaires dans (B)

$$(9)\qquad x_{k,m+1} = \sum_j \mathrm{T}_{jk} f_j(x_{k,m})$$

si ρ_{jk} est la borne supérieure précise des $|\beta_{qjk}/\Delta_q|$ on a l'inégalité du fait de (4)

$$(10)\qquad \| x_{k,m+1} \| \leqq \sum_j \rho_{jk} \| f_j(x_i,\ m) \| < \sum_j \rho_{jk} \mathrm{F}_i(\| x_{i,m} \|)$$

les différents termes de la suite seront donc bornés par des nombres l_k si l'on a le système d'inégalités S_1,

$$(11)\qquad \sum_j \rho_{jk} \mathrm{F}_j(l_i) - l_k \leqq 0, \qquad \text{avec} \quad \| x_{k,0} \| \leqq l_k,$$

on prendra $x_{k,0} \equiv 0$.

Dans ces conditions on a $\| x_{i,m+1} \| \in (\mathrm{D})$.

Du fait de l'inégalité

$$\| x_{k,m+1} - x_{k,m} \| < \sum_j \rho_{jk} \sum \frac{\partial \mathrm{F}_j}{\partial l_i} \| x_{i,m} - x_{i,m-1} \|$$

soit

$$(12)\qquad \| x_{k,m+1} - x_{k,m} \| < \sum_i m_{k_i} \| x_{i,m} - x_{i,m-1} \|$$

avec

$$m_{k_i} = \sum_j \rho_{jk} \frac{\partial \mathrm{F}_j}{\partial l_i}.$$

Nous pouvons affirmer la convergence de la suite des $x_{i,m}$ dans (B) si les séries $\| x_{k,m+1} - x_{k,m} \|$ convergent; ce qui se produira si l'équation caractéristique de la matrice d'éléments réels m_{ki} admet n racines distinctes inférieures en module à 1.

Ceci conduit, en général, à n inégalités en l_i (Théorème de Cohn) [1]. Soit S_2 ce système d'inégalités, les conditions S_1 et S_2 étant vérifiées, la suite converge vers une limite $\mathrm{L}_i(t)$ solution du système (1) et périodique de période T.

Les conditions d'existence des solutions périodiques sont les conditions de compatibilité et de possibilités des systèmes S_1 et S_2. On peut signaler que ces

conditions sont vérifiées pour λ suffisamment petit pour le système.

$$\frac{dx_i}{dt}+\sum_k p_{ik}x_k=\lambda f_i(x_k, t)$$

les p_{ik}, et les $f_i(x_k, t)$ étant indépendants de λ. On doit faire observer que les conditions d'existence portent en définitive, T étant donnée, sur les valeurs relatives des p_{ik}, des A_i, β_{ik}, $C_{i,pqr}$ mais qu'aucune condition impliquant la stabilité n'est imposée au système d'équations (1) sans second membre.

Remarquons enfin que la méthode précédente peut s'appliquer à des systèmes d'équations différentielles non linéaires à coefficients périodiques, dont l'ordre est quelconque; c'est le cas du phénomène Bethenod ([2]).

([1]) Séance du 27 mai 1957.

([1]) DIEUDONNÉ, *Théorie analytique des polynomes d'une variable*, p. 7, (*Mémorial des Sciences Mathématiques*).

([2]) R. FAURE, *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1824.

HYDRODYNAMIQUE. — *Écoulement d'un liquide sur un plan incliné.*

Note (*) de M. MAURICE JAYMOND, présentée par M. Frédéric Joliot.

Par analogie avec les écoulements en tubes fermés, on caractérise les écoulements de liquides dans des canaux ouverts par un nombre de Reynolds, Re, ainsi défini :

$$\mathrm{Re}=4\frac{\Gamma\rho}{\mu},$$

où

Γ cm^3/cm.s est le débit en volume du liquide par unité de largeur mouillée du plan incliné;

ρ g/cm^3, la masse spécifique du liquide;

μ poises, sa viscosité.

On admet aussi qu'il existe, dans ce cas-là, les deux mêmes types de régime, laminaire et turbulent.

L'étude théorique de tels écoulements, en régime de Poiseuille, a été faite par W. Nusselt ([3]), dans le cas d'une surface plane de largeur infinie.

Hopf ([2]) s'est occupé du problème posé par l'influence des bords d'un canal ouvert, de largeur finie. Il a établi la relation qui lie le débit du liquide à ses caractéristiques physiques, et à la longueur et à l'épaisseur du film. Ses propres mesures d'épaisseur de couches liquides, ainsi que celles de nombreux auteurs, tant sur des plans inclinés que sur des surfaces verticales, sont en bon accord avec la théorie laminaire, pour des nombres de Reynolds inférieurs à 2 000 environ. Cette limite différant un peu d'un auteur à l'autre.

Par contre, S. J. Friedman et C. O. Miller ([1]), opérant sur une colonne cylindrique verticale, pour des nombres de Reynolds s'échelonnant de 1 à 150, trouvent que, si l'épaisseur mesurée des films liquides est en bon accord avec la théorie laminaire, au contraire les vitesses superficielles sont beaucoup plus grandes que celles qui sont prévues par cette théorie. En particulier, la distribution des vitesses, en fonction de la distance du point considéré à la paroi, tend à devenir linéaire pour des nombres de Reynolds de l'ordre de 100, alors qu'elle est théoriquement parabolique. Ces résultats sont dus à la présence de vagues régulières qui apparaissent à la surface du film liquide dès que le nombre de Reynolds dépasse 25. Les auteurs concluent à l'existence d'un régime pseudolaminaire, situé entre le régime laminaire proprement dit et le régime turbulent. De très petites perturbations seraient provoquées en surface par le frottement du gaz en contact avec le liquide.

Reprenant le calcul de Hopf ([2]), nous avons cherché quelles sont les influences des bords d'un canal ouvert sur la vitesse superficielle d'un film liquide s'écoulant dans ce canal, en régime laminaire. Le calcul donne pour cette vitesse, à égale distance des bords, le résultat suivant :

$$U_0 = \frac{1}{2}\frac{\rho g \sin\alpha}{\mu} h^2, \tag{1}$$

si l'on néglige le terme $e^{-(2b/h)}$ devant l'unité.

Dans cette expression, U_0 est la vitesse superficielle au centre du canal en centimètres par seconde, h l'épaisseur du film et $2b$ sa largeur en centimètres, et g l'accélération de la pesanteur en centimètres par sec^2; ρ et μ ont été définies plus haut; α est l'inclinaison du canal.

On retrouve ainsi la même équation que dans le cas d'une surface de largeur infinie. Ceci montre que l'influence des bords est négligeable lorsque l'épaisseur du film est petite devant sa largeur, résultat auquel on devait s'attendre. Ce calcul détermine simplement l'importance de l'approximation faite en négligeant les effets des bords.

Nous avons mesuré un certain nombre de vitesses superficielles, au centre d'un canal, avec le dispositif suivant :

Un léger morceau de papier, enrobé de polyéthylène, est posé à la surface du liquide et photographié au cours de son déplacement, en même temps qu'un chronomètre. Il suffit ensuite de lire, sur le cliché, le temps mis par le papier pour parcourir une distance connue. Le canal utilisé a une longueur de 1 m et une largeur de 38 mm; les inclinaisons étaient de 5 à 10 degrés, et le liquide de l'eau ou de l'eau additionnée de Teepol.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les valeurs calculées à l'aide de l'équation (1), jusqu'à des nombres de Reynolds égaux à 1600 (écart inférieur à 3 %). Pour des nombres de Reynolds plus élevés, cet écart

augmente de plus en plus : les vitesses mesurées sont inférieures de 6 % aux vitesses calculées pour Re = 2 500. L'écart augmente encore beaucoup plus au-delà.

Ces résultats diffèrent de ceux qui ont été obtenus par Friedman (1) parce que nous avons travaillé en l'absence des vagues que ce dernier a rencontrées à la surface des films verticaux. Au cours de nos mesures, l'écoulement a conservé son caractère laminaire, même en surface. Ceci est dû, vraisemblablement, aux lentes vitesses de déplacement qui l'animaient, les pentes du plan incliné étant faibles; l'action du frottement de l'air sur la couche liquide a alors peu d'importance.

De plus nous avons constaté que l'adjonction de très faibles quantités de Teepol à l'eau utilisée stabilisait aussi l'écoulement, empêchant, en particulier, la formation de vagues lorsque l'appareil était soumis à des vibrations, alors qu'avec de l'eau pure, le moindre heurt provoquait des perturbations, nettement visibles, à la surface du liquide.

En conclusion, on peut dire que le nombre de Reynolds n'est pas le seul critère qui permette de caractériser le comportement d'une couche liquide s'écoulant sur une surface libre. Pour un même nombre de Reynolds, la vitesse du film, ainsi que la tension superficielle du liquide, semblent jouer un rôle important dans la détermination des phénomènes qui se produisent en surface. Enfin, lorsqu'on opère en l'absence de vagues perturbatrices, les valeurs des vitesses prévues par la théorie de l'écoulement laminaire sont convenablement vérifiées par l'expérience.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Ind. Eng. Chem.*, 33, 1941, p. 885.

(2) *Ann. Physik*, 32, 1910, p. 777.

(3) *Z. Ver. Deut. Ing.*, 67, 1923, p. 206.

ASTRONOMIE. — *Sur la sélection dans le temps des images télescopiques les mieux définies*. Note de M. **Jean Rösch**, présentée par M. André Danjon.

Dans un article récent (1) J. R. Pratt a proposé de faire ouvrir un obturateur devant la plaque photographique recevant l'image d'une étoile pendant les seuls instants où un courant photoélectrique fourni par une autre image de l'étoile, formée par une glace semi-argentée sur un petit trou fixe, dépasse une certaine valeur; c'est en ces moments-là, en effet, si le diamètre du trou a été convenablement choisi, que l'image devrait s'étaler le moins possible en dehors de la figure de diffraction théorique.

Il se trouve que des expériences avaient déjà été entreprises à l'Observatoire du Pic du Midi, sur une idée de base dont celle de Pratt n'est qu'une partie,

au-delà de laquelle ses considérations théoriques et nos essais pratiques s'orientent différemment.

Position du problème. — Si l'on forme l'image d'une étoile sur un trou de diamètre donné par rapport à celui de la tache de diffraction théorique de l'objectif utilisé, le flux admis dépendra des fluctuations : *a.* de l'énergie globale tombant sur l'objectif à l'instant considéré; *b.* de la position de cette tache par rapport au trou, c'est-à-dire de l'orientation générale de la surface d'onde, et *c.* de la répartition de la lumière dans la tache de diffraction réelle, c'est-à-dire de la forme de la surface d'onde. Nous utiliserons pour ces trois phénomènes les termes respectifs de *scintillation*, *agitation* et *étalement*.

La scintillation doit perturber le fonctionnement du dispositif proposé par Pratt (puisque l'augmentation du courant photoélectrique peut provenir d'un accroissement d'énergie aussi bien que d'une meilleure concentration) et d'autre part l'agitation (Pratt le fait remarquer d'ailleurs) peut faire perdre des instants où l'étalement est faible. Il est donc essentiel de connaître l'allure réelle des phénomènes, leur ordre de grandeur, et leur variation avec le diamètre de l'objectif, avant de pouvoir juger des possibilités du dispositif de sélection dans le temps.

Détermination pratique des défauts de l'image. — Nous nous affranchirons des irrégularités éventuelles du mouvement horaire de l'instrument, en utilisant non un trou, mais une fente (ou une seule de ses lèvres) parallèle à la direction du mouvement diurne.

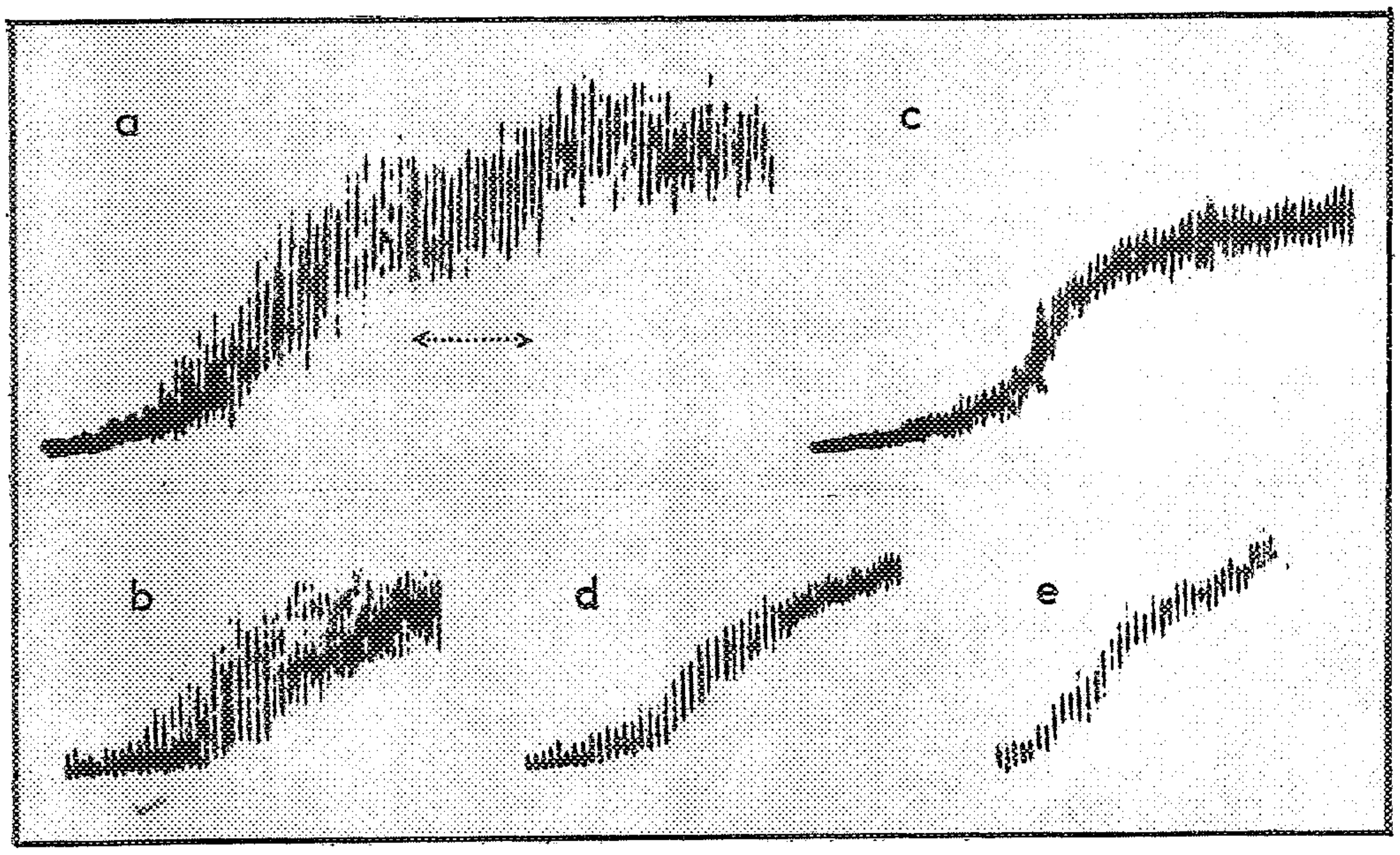
Déplaçons l'image d'une étoile perpendiculairement au bord d'un écran (ou *vice versa*) et enregistrons, en fonction de son déplacement, l'énergie reçue au-delà de l'écran.

a. S'il n'y a aucune perturbation, la lumière est répartie dans la tache de diffraction selon la figure d'Airy; on peut déterminer par le calcul la forme de la courbe d'occultation progressive de cette figure par un demi-plan opaque. Lorsqu'on fait passer le diamètre de l'objectif utilisé de la valeur D_1 à la valeur D_2, la courbe se transforme par une affinité en abscisses de rapport D_1/D_2 de sorte qu'en prenant comme unité de longueur le rayon du premier anneau sombre et comme unité d'énergie l'énergie maximum (sans occultation) on a une courbe Γ_0 indépendante des conditions d'expérience, dont la pente au point M de coordonnées $(0, 1/2)$ vaut 0,92 en lumière jaune.

b. S'il y a *scintillation*, à l'exclusion des autres défauts, un point γ_0 de la courbe Γ_0 est remplacé par un ensemble de points γ_S dont chacun se déduit de γ_0 par multiplication de son ordonnée par un facteur $(1+k)$, (k positif ou négatif, nul en moyenne); la répartition dans le temps des valeurs de k est par nature indépendante de l'abscisse, de sorte que la courbe $(\Gamma_S)_k$ d'égale probabilité correspondant à la valeur k se déduit de Γ_0 par une affinité en ordonnées dans le rapport $(1+k)$; la courbe Γ_0 est remplacée par le faisceau des courbes Γ_S.

c. S'il y a *agitation*, à l'exclusion des autres défauts, il est évident que tout revient à un déplacement relatif de l'étoile et de l'écran, et que la courbe Γ_0 est remplacée par le faisceau des courbes Γ_A qui s'en déduisent par une translation en abscisses, la courbe $(\Gamma_A)_\varepsilon$ étant la courbe d'égale probabilité de la valeur ε de l'agitation (ε positif ou négatif, nul en moyenne).

d. S'il y a *étalement*, à l'exclusion des autres défauts, on peut assimiler la tache réelle à la tache théorique d'un objectif de diamètre plus petit, de sorte que la courbe Γ_0 sera remplacée par le faisceau des courbes Γ_E passant toutes par le point $(0, 1/2)$ qui s'en déduisent par une affinité en abscisses de rapport $(R+r)/R = 1 + \rho$ (R et $R+r$ étant les rayons théorique et réel de la tache). Ici le nombre ρ a une valeur moyenne positive, autour de laquelle il peut ne fluctuer que très peu, et il ne doit prendre qu'exceptionnellement des valeurs négatives.



On peut s'attendre à trouver en général une superposition des trois phénomènes, mais l'épaisseur du diagramme dans la partie supérieure (image non occultée) donnera toujours la valeur de k indépendamment des autres défauts, la pente moyenne dans le centre du diagramme donnera une valeur moyenne de ρ, et la valeur moyenne de ε se déduira de la largeur du diagramme en abscisses autour du point milieu avec une correction tenant compte de k et ρ.

Nous avons pu, avec l'aide de la Fondation Internationale du Pic du Midi, réaliser un dispositif permettant l'enregistrement automatique du diagramme décrit ci-dessus. Un moteur pas à pas agit simultanément sur l'orientation d'une lame à faces parallèles qui donne à l'image un déplacement total de 0,6 mm (soit 7″ pour une longueur focale de 18 m) en 50 positions, perpendiculairement au

bord d'un écran, et sur le balayage en abscisses de l'oscillographe cathodique qui enregistre le courant de sortie du photomultiplicateur placé après l'écran. Chaque trace verticale indique ainsi les fluctuations de l'énergie reçue, pour une position relative donnée de l'image et de l'écran, pendant 1/25e de seconde, le temps nécessaire au balayage complet du diagramme étant de *deux secondes*.

On reconnaît immédiatement, sur les diagrammes reproduits ci-dessus :

— en (a)($D=19$ cm, $R=0'',6$), une scintillation caractéristique ($|k|\simeq 0,12$); peu d'agitation, sauf un déplacement de 1″ pendant 0,6 sec. (.....) ; étalement ($R+r\simeq 1'',8$);

— en (b) ($D=19$ cm) scintillation ($|k|\simeq 0,15$), agitation ($|\varepsilon|\simeq 0'',5$), étalement ($R+r\simeq 1'',6$);

— en (c)($D=38$ cm, $R=0'',3$), scintillation faible ($|k|\simeq 0,05$), pas d'agitation, étalement moindre ($R+r\simeq 0'',9$);

— en (d)($D=38$ cm), scintillation très faible) $|k|\simeq 0,03$), agitation faible ($|\varepsilon|\simeq 0''2$), étalement notable ($R+r\simeq 1'',2$);

— en (e)($D=54$ cm, $R=0'',2$) (fragment), scintillation et agitation faibles, étalement important ($R+r\simeq 1'',8$).

On remarquera la rapidité des fluctuations énergétiques (scintillation) qui fournissent déjà une valeur bien moyennée en 0,04 sec. La diminution de k et ε quand le diamètre de l'objectif augmente se retrouve sur les enregistrements continus : mais dans les conditions du moment, le diamètre de la tache réelle reste presque le même.

Une publication ultérieure traitera plus complètement de ces variations et des conséquences qu'on peut en tirer quant à la sélection des meilleures images.

(1) *Astrophys. J.*, **125**, 1957, p. 601.

RADIOASTRONOMIE. — *Nouvelles observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde* 33 cm. Note de MM. **Jean-François Denisse**, **James Lequeux** et **Émile Le Roux**, présentée par M. André Danjon.

Nous avons présenté dans une Note précédente (1) les résultats d'observations du rayonnement du Ciel sur la longueur d'onde 33 cm, effectuées dans les régions voisines du centre galactique. Des observations qui les complètent, faites avec le même appareillage, sont représentées sur les cartes isophotes des figures 1 et 2 (époque 1950) où l'unité d'intensité représente $2,5°\,K\pm 0,3°$ (2).

Le rayonnement observé comprend les émissions de sources localisées et d'un fond continu limité au voisinage du plan galactique; en dehors de ces régions l'émission du fond du ciel ne présente pas de variations détectables (3).

Ces émissions ont fait l'objet de mesures absolues d'intensité ([4]), ([5]), ([6]) : les densités de flux des sources localisées les plus intenses sont déterminées à 15 % près, l'unité d'intensité des cartes, avec une précision du même ordre.

Sources localisées. — Le tableau indique les coordonnées et les densités de flux des sources qui figurent sur les cartes 1 et 2 ainsi que les données relatives à certaines sources déjà citées ([1]) et qui ont fait depuis l'objet de nouvelles mesures de position ou de mesures absolues d'intensité.

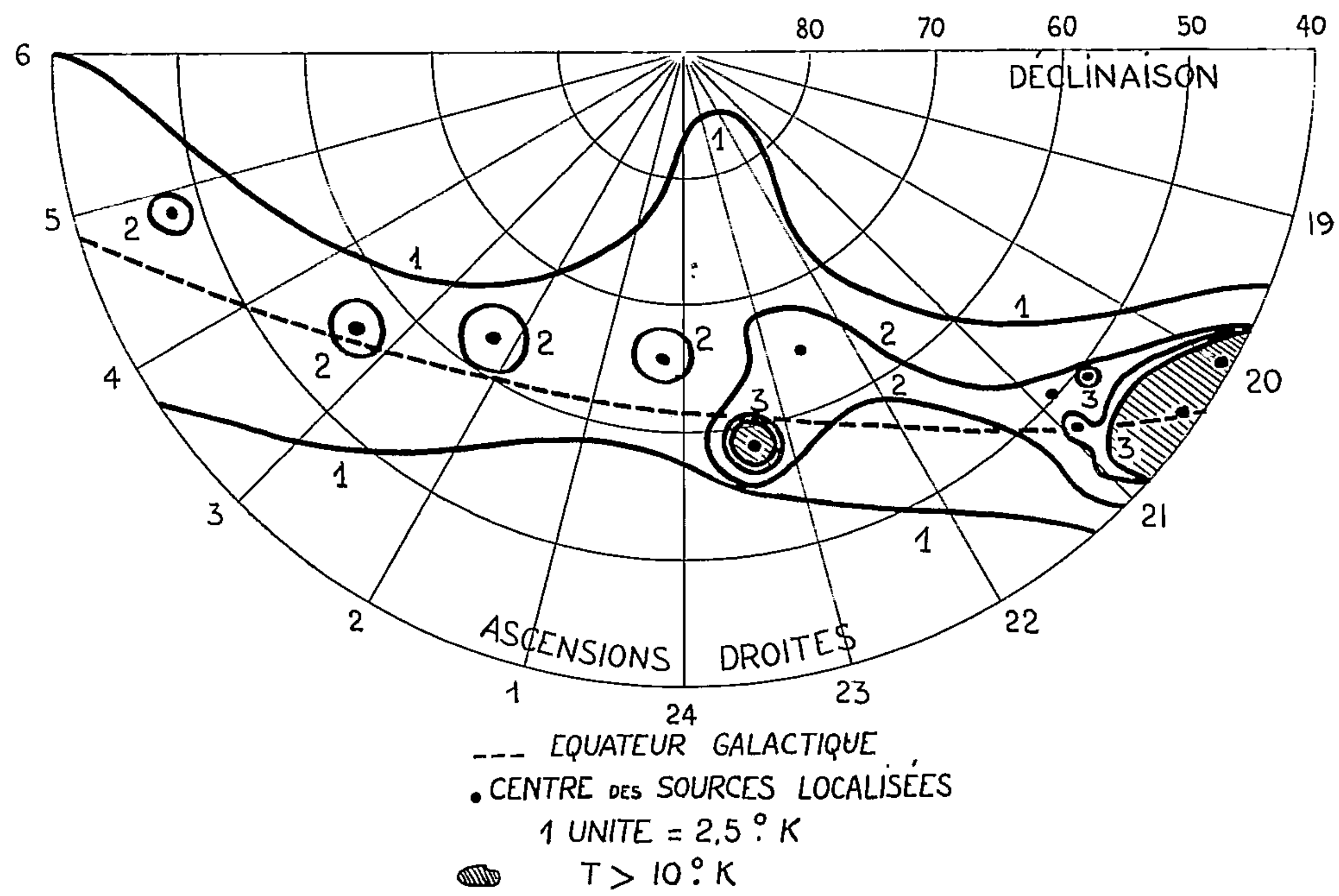


Fig. 1.

A côté des sources galactiques ou extragalactiques les plus intenses qui ont été observées sur l'ensemble du spectre hertzien (n°s 6, 12, 13, 14, 21), nos mesures ont permis de détecter certaines sources faibles qui n'avaient pas encore été observées sur longueurs d'onde aussi courtes. L'une d'elles (n° 17) est sans doute associée à la supernova de Tycho Brahé ([6]), les autres n'ont pas été identifiées. Enfin les sources n°s 8, 15 et 16 ne semblent pas avoir été détectées jusqu'ici sur d'autres fréquences.

Il est assez remarquable que l'ensemble des quatre sources n°s 17, 18, 19, 20 situées au voisinage du plan galactique entre les ascensions droites o h et 5 h correspondent bien aux sources observées sur la longueur d'onde 1,67 m par H. Brown et C. Hazard avec le grand miroir fixe de Manchester et une directivité comparable ([4]). Le spectre des sources n°s 17, 19 et 20

s'apparente à celui de la nébuleuse du Crabe, dont le flux ne décroît que faiblement quand la fréquence augmente.

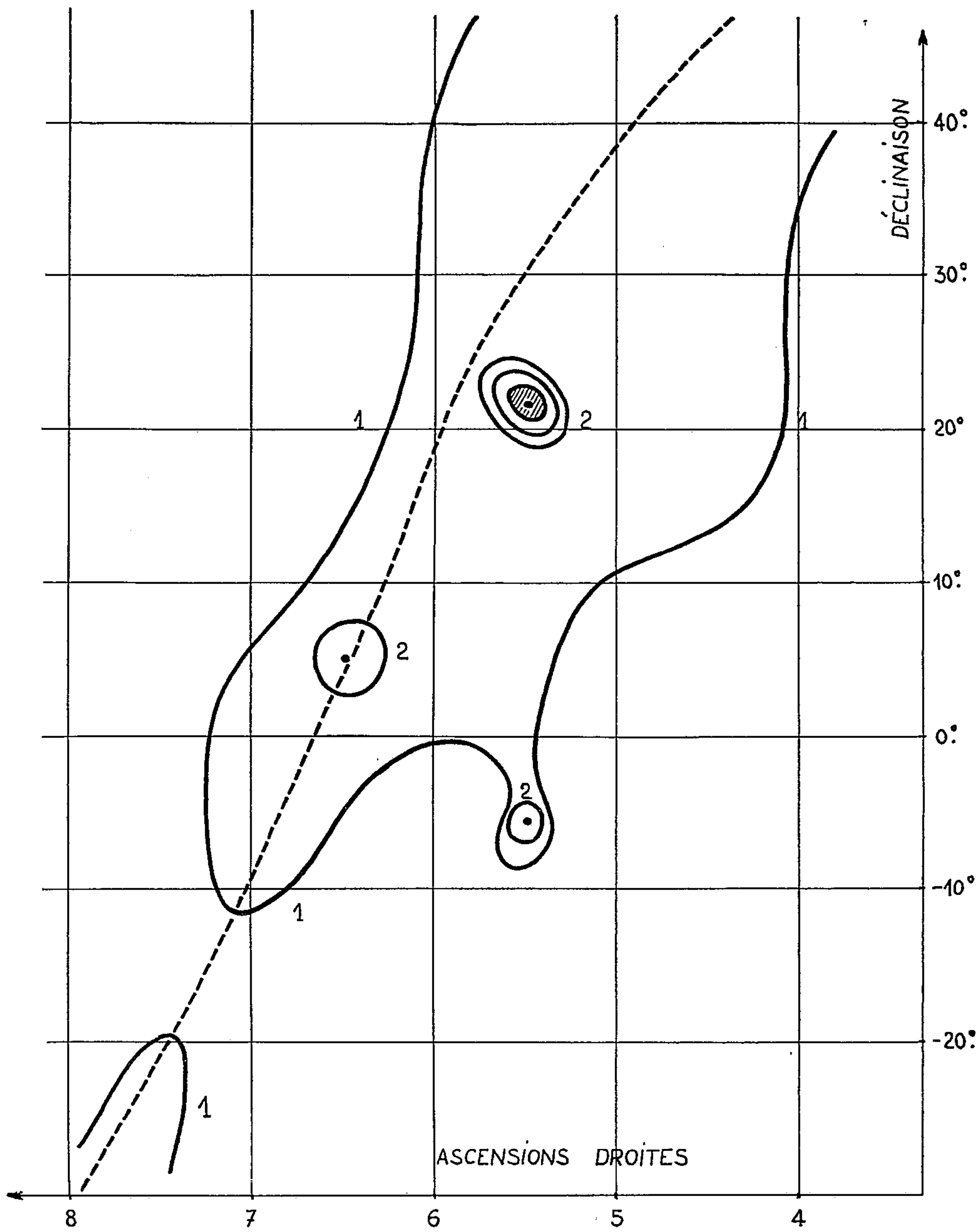


Fig. 2.

Rayonnement du fond continu galactique. — Le rayonnement diffus sur lequel se détachent les sources précédentes est confiné au voisinage du plan galactique, il n'est plus détectable quand on s'écarte d'une dizaine de

degrés de part et d'autre de ce plan et sa température est partout inférieure à 10° K.

TABLEAU.

N°	Ascensions droites.	Déclinaisons.	Densité de flux (10^{-24} W/m²/Hz).	
	h m	° ′		
15......	20 55	47 00	3	
16......	22 36	64 30	3	
17......	00 20	65 30	2	Peut-être associée à la Supernova de 1572
18......	2 16	62 30	3,5	Peut-être B. H. n° 3 (6)
19......	3 20	56 00	1,5	» » n° 7 (6)
20......	4 51	47 30	1,5	» » n° 9 (6)
21......	6 30	5 00	3	Nébuleuse de la Rosette
6*.....	20 00	40 35	20 ∓ 15 %	Cygne A (19 N 41)
8*.....	20 35	49 00	3,5	
10*.....	20 55	50 30	3	Peut-être B. H. n° 21 (6)
12*.....	23 24	58 30	35 ∓ 15 %	Cassiopée A (23 N 51)
13*.....	5 30	21 35	9 ∓ 15 %	Nébuleuse du Crabe (05 N 21)
14*.....	5 30	−5 30	4,2 ∓ 20 %	Nébuleuse d'Orion

On peut noter cependant l'existence d'une structure nettement dissymétrique qui s'étend entre Cassiopée et le Pôle Nord et qui a été également observée par E. J. Blum sur la longueur d'onde 1,77 m. Il est peut-être significatif qu'on puisse considérer cette source étendue comme située dans la direction opposée à celle des nuages de Magellan par rapport au centre de la Galaxie.

Rayonnement du Ciel. — En dehors des régions que l'on vient de décrire, la brillance du Ciel paraît uniforme. Son rayonnement est difficile à mesurer car on l'observe superposé aux émissions beaucoup plus intenses de l'environnement et au bruit propre du récepteur. Nos mesures ont toutefois permis de montrer que la température de brillance du Ciel est inférieure à 3° K et que ses variations d'un point à un autre sont inférieures à 0,5° K.

(1) J.-F. DENISSE, E. LE ROUX et J. L. STEINBERG, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 278.

(2) L'unité d'intensité utilisée dans la carte citée (1) qui est rapportée également à l'époque 1950, représente aussi 2,5° K.

(3) J. LEQUEUX, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(4) J. DELANNOY, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(5) B. MORLET, *Diplôme d'Études supérieures*, Paris, 1956.

(6) E. LE ROUX, *Thèse*, Paris, 1956.

(7) *M. N. R. A. S.*, 113, 1953, p. 123.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *L'électromagnétisme non linéaire et les photons.* Note de M[me] **Florence Destouches-Aeschlimann**, présentée par M. Louis de Broglie.

En partant d'équations non linéaires pour l'onde physique u représentant un photon obtenu par fusion selon la méthode de M. L. de Broglie, on obtient les équations d'un électromagnétisme non linéaire.

Désignons par $\mathbf{L}_A \Phi_{ik} = 0$ et $\mathbf{L}_B \Phi_{ik} = 0$ les équations fondamentales du photon de M. Louis de Broglie ([1]) obtenues par la méthode de fusion. Nous admettrons que les équations pour l'onde physique u du photon dans une théorie fonctionnelle sont

$$\mathbf{L}_A u_{ik} = Q_{A,ik}, \qquad \mathbf{L}_B u_{ik} = Q_{B,ik}, \tag{1}$$

où $Q_{A,ik}$ et $Q_{B,ik}$ sont des termes non linéaires ([2]). Ces termes satisfont à des conditions de compatibilité. Définissons des opérateurs $\mathbf{\Omega}$ et $\mathbf{\Omega}_0$ par

$$\mathbf{\Omega F} u =_d \sum_{ik} \mathrm{K}\, \delta_{ik} \mathbf{F} u_{ik}, \qquad \mathbf{\Omega}_0 =_d \frac{1}{\mathrm{K}} \mathbf{\Omega},$$

où K est la constante de M. Louis de Broglie. Multiplions les équations fondamentales (1) par les $\mathbf{A}_j$ et $\mathbf{B}_j$, appliquons l'opérateur $\mathbf{\Omega}$, prenons les demi-sommes, soit

$$\frac{1}{2} \mathbf{\Omega} (\mathbf{A}_j \mathbf{L}_A + \mathbf{B}_j \mathbf{L}_B) u = \frac{1}{2} \mathbf{\Omega} (\mathbf{A}_j Q_A + \mathbf{B}_j Q_B). \tag{2}$$

Pour les diverses valeurs de j, ces équations deviennent les équations de l'électromagnétisme à condition de tenir compte des identités de M. Louis de Broglie qui détruisent des termes et de donner des définitions convenables. Pour $j = 1, 2, 3$ en posant

$$\vec{\mathbf{Q}}_E =_d \frac{1}{2} \mathbf{\Omega} \left(\vec{\mathbf{A}} Q_A + \vec{\mathbf{B}} Q_B \right),$$

on obtient

$$\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{\mathcal{A}}}{\partial t} + \operatorname{grad} \mathcal{V} + \frac{1}{2} k \mu_0 c \mathbf{\Omega} \left(\vec{\mathbf{A}} \mathbf{A}_4 + \vec{\mathbf{B}} \mathbf{B}_4 \right) u = \vec{Q}_E. \tag{3}$$

On peut définir le champ électrique $\vec{\mathcal{E}}$ à partir des potentiels et l'introduire dans (3). Si $\vec{Q}_E$ était nul, nous obtiendrions ainsi la seconde définition de $\vec{\mathcal{E}}$ de M. de Broglie. Mais $\vec{Q}_E$ est non nul, il traduit l'influence de l'extérieur sur les caractéristiques internes du système; ici, le système est un photon, l'extérieur est le vide, $\vec{Q}_E$ doit être la polarisation du vide; ceci conduit à poser

$$\vec{\mathcal{D}} =_d \frac{1}{2} k \mu_0 c (\mathbf{A} \mathbf{A}_4 + \mathbf{B} \mathbf{B}_4) u; \qquad \vec{\mathfrak{P}} =_d \vec{Q}_E,$$

d'où l'équation de l'électromagnétisme $\vec{\mathcal{E}}+\vec{\mathcal{P}}=\vec{\mathcal{D}}$. Pour $j=23, 31, 12$ en posant

$$\vec{\mathcal{B}}=_d \operatorname{rot}\vec{\mathcal{A}}; \qquad \vec{Q}_b=_d \frac{1}{2i}\Omega\left(\vec{s}^A Q_A+\vec{s}^B Q^B\right); \qquad (s_k^A=i\mathbf{A}_i\mathbf{A}_j),$$

on obtient

$$\vec{\mathcal{B}}+\frac{k\mu_0 c}{2i}\mathbf{\Omega}\left(\vec{s}^A\mathbf{A}_4+\vec{s}^B\mathbf{B}_4\right)u=Q_b.$$

Le second terme du premier membre est justement au signe près l'expression que M. Louis de Broglie a prise comme définition du champ magnétique $\vec{\mathcal{H}}$. Il convient de conserver cette définition :

$$\vec{\mathcal{H}}=_d-\frac{k\mu_0 c}{2i}\left(\vec{s}^A\mathbf{A}_4+\vec{s}^B\mathbf{B}_4\right)u; \qquad \vec{\mathcal{M}}=_d\vec{Q}_b;$$

$\vec{\mathcal{M}}$ est alors la polarisation magnétique du vide; l'équation obtenue est $\vec{\mathcal{B}}=\vec{\mathcal{M}}+\vec{\mathcal{H}}$. Pour $j=14, 24, 34$ on obtient

$$(4)\qquad \left\{\begin{array}{l}\dfrac{1}{c}\dfrac{\partial\vec{\mathcal{D}}}{\partial t}=\operatorname{rot}\vec{\mathcal{H}}-k^2\mu_c^2c^2\vec{\mathcal{A}}-\vec{i},\\ \vec{i}=-\vec{Q}_D=-\dfrac{1}{2}Kk\mu_0 c\left(\vec{\mathbf{A}}\mathbf{A}_4Q_A+\vec{\mathbf{B}}\mathbf{B}_4Q_B\right).\end{array}\right.$$

De (4), on tire une équation d'évolution pour $\vec{\mathcal{E}}$:

$$(5)\qquad \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathcal{E}}}{\partial t}=\operatorname{rot}\vec{\mathcal{B}}-k^2\mu_0^2c^2\vec{\mathcal{A}}-\vec{i}-\vec{j}; \qquad \vec{j}=_d\operatorname{rot}\vec{\mathcal{M}}+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathcal{P}}}{\partial t}.$$

Pour $j=4$, on a une équation en divergence si l'on pose

$$\rho=_dQ_\rho=_d-\frac{1}{2}Kk\mu_0c\mathbf{\Omega}(\mathbf{A}_4Q_A+\mathbf{B}_4Q_B); \qquad \sigma=_d-\operatorname{div}\vec{\mathcal{P}},$$

$$\operatorname{div}\vec{\mathcal{D}}=k^2\mu_0^2c^2\mathcal{V}+\rho; \qquad \operatorname{div}\vec{\mathcal{E}}=k^2\mu_0^2c^2\mathcal{V}+\rho+\sigma.$$

Pour $j=0$, $\mathbf{A}_0=\mathbf{B}_0=\mathbf{I}$, on a

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial\mathcal{V}}{\partial t}-\operatorname{div}\vec{\mathcal{A}}=Q_V; \qquad Q_V=_d\frac{1}{2}\mathbf{\Omega}(Q_A+Q_B).$$

Nous aurons la relation habituelle de Lorentz en posant la condition supplémentaire $Q_V=0$ qui s'explicite en *Trace* $(Q_A+Q_B)=0$.

Pour $j=1234$ on obtient

$$\operatorname{div}\vec{\mathcal{H}}=Q_d; \qquad Q_d=_dk\mu_0c\mathbf{\Omega}[\mathbf{A}_{1234}Q_A+\mathbf{B}_{1234}Q_B];$$

$$\operatorname{div}\vec{\mathcal{B}}=Q_d+\operatorname{div}\vec{\mathcal{M}}.$$

Si l'on veut obtenir l'équation usuelle, on devra imposer $\operatorname{div}\vec{\mathcal{M}}=-Q_d$; ceci revient à exprimer qu'il n'y a pas de charges magnétiques libres.

Pour $j = 124, 234, 314$, on obtient

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{H}}}{\partial t} + \text{rot}\,\vec{\mathcal{Q}} = \vec{Q}_H; \qquad \vec{Q}_H =_d \frac{1}{2i} k \mu_0 c \mathbf{\Omega}(s^A \mathbf{A}_4 Q_A + s^B \mathbf{B}_4 Q_B);$$

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{B}}}{\partial t} + \text{rot}\,\vec{\mathcal{E}} = \vec{Q}_H + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} - \text{rot}\,\vec{\mathcal{P}}.$$

On aura l'équation habituelle si l'on impose la condition supplémentaire

$$\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{\mathcal{M}}}{\partial t} - \text{rot}\,\vec{\mathcal{P}} = -\vec{Q}_H,$$

qui exprime qu'il n'y a pas de courant magnétique. On peut aussi ajouter comme condition supplémentaire la conservation de la charge.

Les potentiels, champs, inductions obéissent chacun à une équation de propagation de la forme

$$\square \mathcal{F} - k^2 \mu_0^2 c^2 \mathcal{F} = \text{termes non linéaires.}$$

On obtient donc toutes les équations de Maxwell quand on distingue les champs des inductions qui sont liés non linéairement.

On trouve ici les bases d'une théorie réalisant une synthèse entre la mécanique ondulatoire du photon de M. Louis de Broglie et un électromagnétisme non linéaire.

(1) *Une nouvelle théorie de la lumière* (Hermann, 1940), t. I.

(2) F. Destouches-Aeschlimann, *Thèse*, Paris, 1957.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur la symétrie entre le retournement d'espace et le retournement du temps dans le formalisme spinoriel.* Note de M. **Parviz Merat**, présentée par M. Louis de Broglie.

Cherchant à introduire une symétrie complète entre le retournement d'espace et le retournement du temps dans le formalisme spinoriel, on est amené à une correspondance entre l'espace-temps et quatre espaces spinoriels ayant chacun deux dimensions. On est ainsi contraint à doubler le nombre des espaces spinoriels de Dirac.

Par rapport au groupe propre de Lorentz l'équation spinorielle relativiste la plus simple est (1) $(\sigma_i P_i + \sigma_4 P_4)\psi = 0$. Les σ_i sont les matrices de Pauli et σ_4 est la matrice unitaire à deux dimensions et $P_\mu = (P_i, P_4)$ est l'opérateur impulsion de l'espace de Minkowski. ψ est un spineur à deux composantes. Tout en restant dans le cadre de l'équation (1) il est possible de considérer des transformations de retournement de l'espace et du temps si l'on se limite à des transformations antilinéaires (2). Le passage aux équations de Dirac, $(\gamma_i P_i + \gamma_4 P_4 - P_0)\psi = 0$ (3), permet l'introduction de la transformation

linéaire ([2]) du retournement d'espace. Mais la transformation du retournement du temps se fait toujours par une transformation antilinéaire. De ce point de vue il existe donc un genre de dissymétrie entre l'espace et le temps dans la théorie de Dirac. De là vient d'ailleurs le fait que le courant de matière j_μ se transforme de la manière suivante dans la théorie de Dirac :

$$\{s \to -s;\, j_i \to -j_i,\, j_4 \to j_4\},\quad \{t \to -t;\, j_i \to -j_i,\, j_4 \to j_4\}. \tag{1}$$

j_μ ne se transforme donc pas comme le quadrivecteur d'espace-temps de l'espace de Minkowski : X_μ. Il est alors intéressant de chercher à construire une théorie spinorielle qui soit entièrement symétrique par rapport à l'espace-temps et aux retournements. Dans ce but nous remarquons avec Weyl ([2]) que l'on peut établir une correspondance entre les coordonnées d'espace-temps et les coordonnées d'un espace spinoriel ξ_1, ξ_2 :

$$X_i = \bar{\xi}\sigma_i\xi,\qquad X_4 = \bar{\xi}\sigma_4\xi,\qquad \bar{\xi} = |\xi_1^*\xi_2^*|,\qquad \xi = \begin{vmatrix}\xi_1\\ \xi_2\end{vmatrix}. \tag{2}$$

Une transformation linéaire arbitraire, T, dans l'espace spinoriel considéré entraîne une transformation correspondante de l'espace-temps qui laisse la forme $X_\mu X_\mu$ invariante. Toutes les transformations propres de Lorentz peuvent s'obtenir à partir des transformations T ayant un déterminant de valeur absolue égale à l'unité. Si l'on considère des transformations de retournement d'espace on doit remplacer dans (2) ξ_1 et ξ_2 par ξ_1^* et ξ_2^* respectivement. Ceci est la transformation appelée antilinéaire. Si l'on veut que le retournement d'espace soit linéaire nous sommes amené à introduire un deuxième espace spinoriel. Soit $y_{\dot{1}}$ et $y_{\dot{2}}$ les coordonnées de cet espace. Les indices pointés signifient que y se transforme par $\overline{T}$ la transformation complexe conjuguée de T. Nos formules (2) se généralisent en

$$X_i = \bar{\xi}\sigma_i\xi - \bar{y}^+\sigma_i\bar{y},\qquad X_4 = \bar{\xi}\sigma_4\xi + \bar{y}^+\sigma_4\bar{y},\qquad \bar{y}^+ = |y_{\dot{1}}y_{\dot{2}}|,\qquad \bar{y} = \begin{vmatrix}y_{\dot{1}}\\ y_{\dot{2}}\end{vmatrix}. \tag{3}$$

Les coordonnées d'espace-temps définies par (3) sont soumises à une transformation propre de Lorentz quand ξ et y sont soumis à des transformations T et $\overline{T}$. Un retournement d'espace se réalise ici par l'échange de ξ et $\bar{y}$ dans (3). C'est une transformation linéaire. Quant à la transformation de retournement du temps elle peut se réaliser ici, mais toujours par une transformation antilinéaire, si l'on reste dans le cadre des relations (3). Mais si l'on désire obtenir une transformation linéaire du temps, afin d'avoir une symétrie complète entre l'espace et le temps on est amené de nouveau à doubler le nombre des espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps. Soit

$$\xi = \begin{vmatrix}\xi_1\\ \xi_2\end{vmatrix},\qquad \bar{y} = \begin{vmatrix}y_{\dot{1}}\\ y_{\dot{2}}\end{vmatrix},\qquad \eta = \begin{vmatrix}\eta_1\\ \eta_2\end{vmatrix},\qquad \bar{z} = \begin{vmatrix}z_{\dot{1}}\\ z_{\dot{2}}\end{vmatrix} \tag{4}$$

les coordonnées des quatre espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps. Par

rapport aux transformations de Lorentz, ξ et η se transforment par T et y et z par $\overline{\mathrm{T}}$. Nos formules (3) se généralisent alors de la façon suivante :

$$X_\mu = \tilde{\chi}\Gamma_\mu\chi, \qquad z^+ = |z_1 z_2|, \qquad \overline{\eta}^+ = |\eta_1 \eta_2|, \qquad \tilde{\chi} = |\overline{\eta}^+ z^+ \overline{y}^+ \xi^+|;$$

$$\Gamma_i = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & \sigma_i \\ 0 & 0 & -\sigma_i & 0 \\ 0 & -\sigma_i & 0 & 0 \\ \sigma_i & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \Gamma_4 = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & i\sigma_4 \\ 0 & 0 & i\sigma_4 & 0 \\ 0 & -i\sigma_4 & 0 & 0 \\ -i\sigma_4 & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \chi = \begin{vmatrix} \xi \\ \overline{y} \\ z \\ \overline{\eta} \end{vmatrix}.$$

Pour les retournements d'espaces et de temps, qui sont linéaires ici, on a

$$(6) \quad \{s \to -s;\ \xi \to \overline{y},\ \overline{y} \to \xi,\ z \to \overline{\eta},\ \overline{\eta} \to z\}, \quad \{t \to -t;\ \xi \to \overline{\eta},\ \overline{\eta} \to \xi,\ \overline{y} \to z,\ z \to \overline{y}\}.$$

Nous avons ainsi introduit une symétrie complète entre l'espace et le temps vis-à-vis des espaces spinoriels sous-jacents à l'espace-temps.

Remarque. — A côté de Γ_i et Γ_4 il existe trois autres matrices

$$(7) \quad \left\{ \begin{array}{l} \Gamma_{\mathrm{I}} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & \sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_4 \\ \sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_4 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \qquad \Gamma_{\mathrm{II}} = \begin{vmatrix} 0 & 0 & i\sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i\sigma_4 \\ -i\sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i\sigma_4 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \\ \qquad\qquad \Gamma_{\mathrm{III}} = \begin{vmatrix} \sigma_4 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_4 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\sigma_4 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\sigma_4 \end{vmatrix} \end{array} \right.$$

qui anticommutent entres elles et anticommutent avec Γ_i et Γ_4. On a

$$(8a) \qquad \{s \to -s;\ \tilde{\chi}\chi \to \tilde{\chi}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi \to -\tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi\},$$

$$(8b) \qquad \{t \to -t;\ \tilde{\chi}\chi \to \tilde{\chi}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{I}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi \to \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{II}}\chi,\ \tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi \to -\tilde{\chi}\Gamma_{\mathrm{III}}\chi\}.$$

(1) *Voir* E. M. Corson, *Introduction to Tensors, Spinors and Relativistic Wave-equations*, Blackie and Son Limited, p. 103.

(2) *Voir* H. Weyl, *The Theory of Groups and Quantum Mechanics*, Dover, p. 142-149.

(3) *Voir* L. de Broglie, *Théorie Générale des Particules à Spin*, Gauthier-Villars, 1954, p. 67.

ACOUSTIQUE. — *Action du rayonnement infrarouge sur un régime ultrasonique stationnaire.* Note (*) de Mlle **Colette Rossetti**, présentée par M. Louis de Broglie.

L'action de l'absorption d'un rayonnement infrarouge sur un gaz soumis à un régime ultrasonique stationnaire a été étudié. Les expériences ont permis de mettre en évidence deux mécanismes différents, l'un de nature purement thermique et relativement lent, l'autre, instantané et d'origine moléculaire.

Nous avons décrit dans une précédente Note (1) un montage interférométrique destiné à l'étude de la propagation des ultrasons dans les gaz.

Cet interféromètre ultrasonique comprenait un quartz émetteur fonctionnant à une fréquence voisine de 1 Mc/s et un quartz récepteur, mobile par rapport à l'émetteur et en résonance avec celui-ci. La mesure des tensions qui apparaissent aux bornes du quartz récepteur mettait en évidence un régime d'ondes stationnaires dans la colonne gazeuse soumise aux ultrasons. On obtenait un système de nœuds et de ventres de pression, distants de $\lambda/2$ et présentant, si le milieu gazeux est peu absorbant, l'allure de « franges » de Fabry-Perot.

Ce régime stationnaire étant établi, on envoie dans l'interféromètre un rayonnement infrarouge absorbé par le gaz et modulé à des fréquences variant de 0,5 à 400 c/s au moyen d'un dispositif mécanique auxiliaire. Le gaz reçoit donc une énergie lumineuse variant périodiquement au cours du temps selon une loi imposée par la forme du modulateur.

Dans ces conditions, on observe sur le quartz récepteur des variations périodiques de la tension V qui ne peuvent résulter que d'une perturbation du régime ultrasonique stationnaire.

Ces variations de tension se traduisent sur l'écran d'un oscillographe cathodique par des courbes ou « signaux » dont la forme permet d'étudier la loi $V = f(t)$.

Deux types de signaux ont été observés :

1° Si le récepteur est placé dans une position correspondant au voisinage du point d'inflexion sur l'une des deux pentes d'une frange, les signaux observés sont triangulaires.

2° Si la position du quartz récepteur correspond au voisinage du sommet d'une frange, les signaux observés sont rectangulaires et reproduisent exactement la variation en fonction du temps de l'énergie lumineuse envoyée dans l'interféromètre.

Dans le cas où le quartz récepteur occupe une position intermédiaire entre ces deux cas limites, on observe une superposition, en proportion variable de signaux triangulaires et rectangulaires.

L'existence de ces deux types de signaux doit correspondre à deux manifestations différentes d'un même phénomène : l'absorption du rayonnement infrarouge par le gaz étudié.

Une première conséquence de cette absorption est un échauffement de la colonne gazeuse soumise aux ultrasons.

L'énergie lumineuse étant modulée, la température du gaz subit également une variation modulée, d'amplitude d'autant plus faible que la fréquence de modulation est plus grande, à cause de l'inertie thermique de la colonne gazeuse.

Or, les expériences effectuées à des fréquences de modulation différentes, ont montré que l'intensité des signaux triangulaires décroît très rapidement quand la fréquence de modulation augmente, selon une loi

absolument caractéristique des phénomènes thermiques. Les signaux triangulaires sont donc liés directement à l'échauffement du gaz. Ils correspondent à une modification du système d'ondes stationnaires dans la colonne gazeuse, résultant des variations de vitesse des ultrasons.

Les signaux rectangulaires ne peuvent pas avoir la même origine. Ils correspondent en effet à un phénomène pratiquement instantané qui suit les variations de l'intensité du rayonnement reçu par le gaz. Ce fait est confirmé par les expériences effectuées en fonction de la fréquence de modulation. L'intensité des signaux rectangulaires reste sensiblement constante quand la fréquence augmente, les signaux triangulaires ayant pratiquement disparu.

Ces signaux rectangulaires ont été observés dans différents gaz sans qu'il soit nécessaire de se placer dans la zone de dispersion des ultrasons. Il semble que le temps de relaxation caractéristique des échanges d'énergie de translation et de vibration ne joue pas dans le phénomène instantané un rôle essentiel. Ce phénomène pourrait être lié au fait que, dans le gaz soumis au rayonnement, le nombre de molécules excitées n'est plus celui correspondant à la loi de Boltzmann.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, 235, 1952, p. 1484.

MAGNÉTISME. — *Variation du champ de résonance dans des ferrites-chromites de nickel-zinc.* Note (*) de MM. **Roger Vautier** et **Wladimir Kagan**, présentée par M. Gaston Dupouy.

On a trouvé que la diminution de l'aimantation M obtenue par substitution partielle de Cr_2O_3 à Fe_2O_3 entraîne une diminution du champ produisant la résonance. Les variations observées ne sont pas celles prévues par la théorie classique de la résonance ferromagnétique.

Dans une Note précédente (1) nous avons signalé que la substitution équimoléculaire de Cr_2O_3 à une partie de Fe_2O_3 dans des ferrites-chromites de nickel-zinc entraîne une diminution très forte de l'absorption de l'onde hyperfréquence traversant ces matériaux.

Ce résultat semble normal d'après la théorie classique de la résonance ferromagnétique souvent utilisée pour étudier ces phénomènes. En effet, la substitution précédente a pour principal résultat de diminuer considérablement le moment à saturation M, comme le montre la figure 1.

Or, d'après la formule de C. Kittel (2) s'appliquant à un échantillon cylindrique soumis à un champ statique parallèle à son axe, on a

$$\omega = \gamma[H_r + (N_x - N_z)M],$$

où

ω, pulsation de l'onde électromagnétique;

γ, rapport gyromagnétique;

H_r, champ statique produisant la résonance;

N_x, facteur de désaimantation dans un plan perpendiculaire au champ;

N_z, facteur de désaimantation suivant l'axe du champ;

M, aimantation à saturation.

On voit sur cette formule que dans le cas $N_x - N_z > 0$, lorsque ω reste constante, à une diminution de M doit correspondre une augmentation de H .

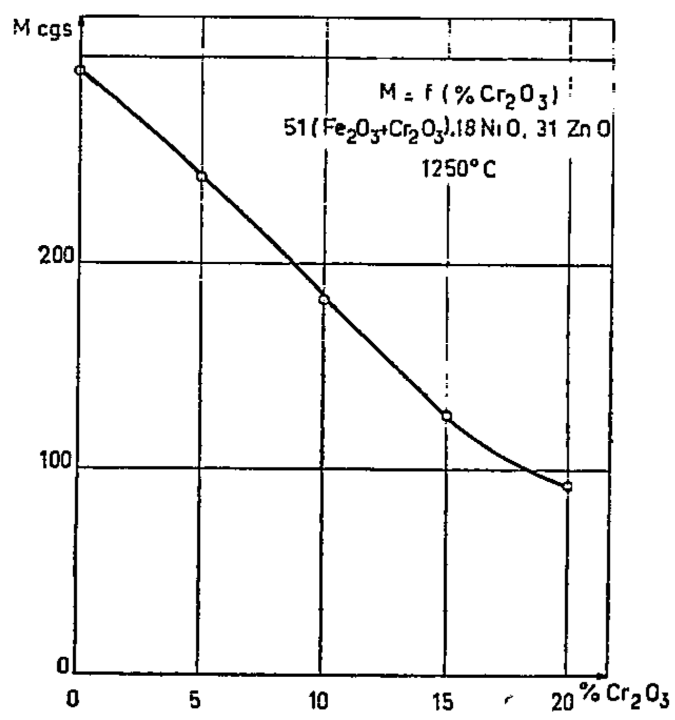


Fig. 1.

Il est donc légitime d'expliquer la diminution des pertes dans les matériaux contenant du chrome par le fait que le champ produisant la résonance étant plus élevé, le point de fonctionnement qui utilise un champ faible se trouve alors plus éloigné des conditions de résonance [3].

Contrairement à ce que laisse prévoir cette théorie, nous avons trouvé dans nos expériences qu'à la diminution de M, obtenue par substitution de Cr_2O_3 à Fe_2O_3, correspondait une diminution de H_r.

Les expériences ont été effectuées sur des séries de cinq cylindres de mêmes dimensions (longueur, 6 mm; diamètre, 5,3 mm) dont la teneur moléculaire en chrome variait de 0 à 20 %.

Le champ de résonance a été déterminé à 9 575 MHz par la méthode de transmission en guide circulaire, comme correspondant au maximum d'absorption et au changement de signe de la rotation de Faraday.

La figure 2 montre une des séries de courbes obtenues.

Les courbes *a* et *a'* de la figure 3 représentent les variations de H_r et α_r (affaiblissement dû à la résonance), en fonction du pourcentage de Cr_2O_3, déduites de la figure 2.

La courbe *b* de la figure 3 représente la variation du champ de résonance prévue par la formule de Kittel, en supposant que γ reste constant. Pour ce calcul, les facteurs démagnétisants ont été évalués par assimilation du cylindre à un ellipsoïde ([4]).

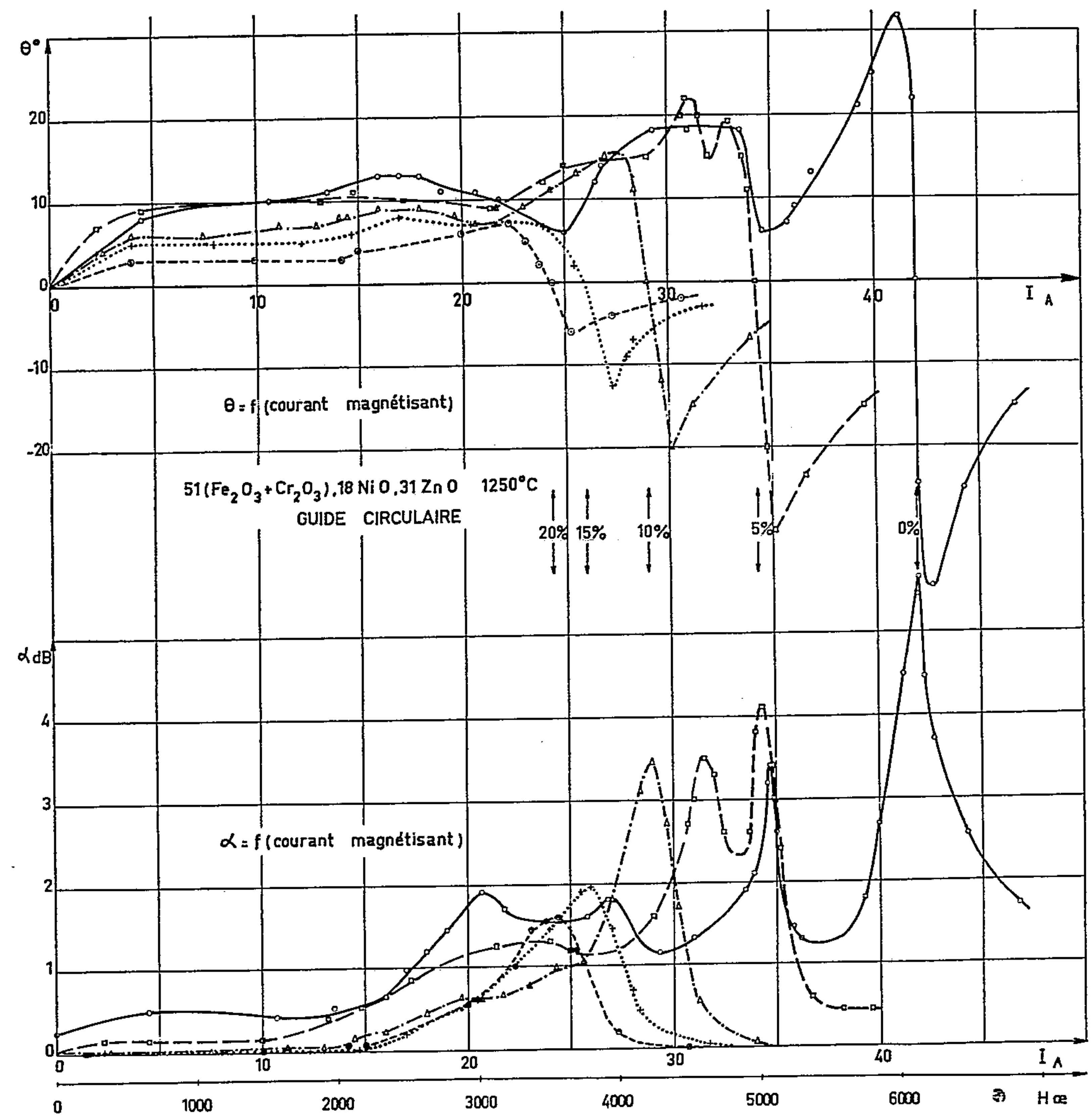


Fig. 2.

On voit que le champ de résonance diminue très nettement quand le pourcentage de Cr_2O_3 augmente. Par ailleurs on remarque que l'amplitude du maximum dû à la résonance varie dans le même sens que les pertes pour un champ faible.

Il semble donc que les formules de Kittel ne doivent être employées qu'avec prudence dans le cas des matériaux comportant plusieurs sous-réseaux.

L'interprétation de ces expériences doit naturellement tenir compte des dimensions relativement élevées de nos échantillons. Ces dimensions sont de l'ordre de grandeur utilisé pour les applications pratiques.

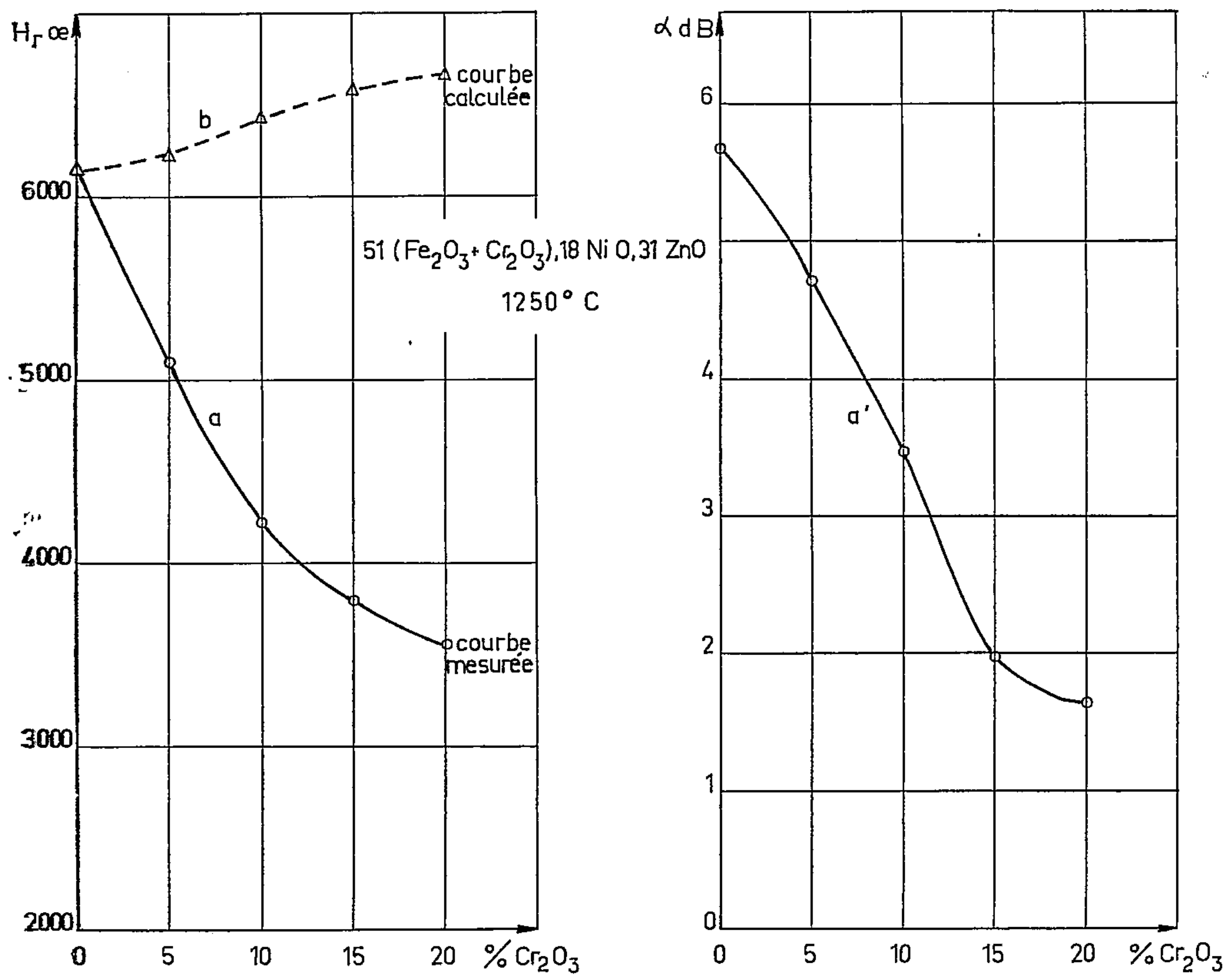


Fig. 3.

Des mesures en guide rectangulaire sont en cours pour préciser l'influence des dimensions sur les conditions de résonance. Jusqu'à présent, elles ont confirmé les résultats précédents.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) C. Guillaud, R. Vautier et W. Kagan, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2781.

(2) *Phys. Rev.*, 73, n° 2, 1948, p. 155-161.

(3) L. G. Van Uitert, J. P. Schafer et C. L. Hogan, *J. appl. Phys.*, 25, n° 7, juillet 1954, p. 925-926.

(4) P. M. Prache, *Noyaux et coquilles magnétiques*, 1952, Dunod, Paris.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Sur la variation de la polarisation des ondes ultracourtes due à l'hétérogénéité de la troposphère.* Note (*) de M. **Gottfried Eckart**, présentée par M. Louis de Broglie.

Souvent on observe que le champ E rayonné par une antenne verticale n'est plus polarisé verticalement à l'endroit de la réception. L'explication de cet effet est la suivante :

Soit $\varepsilon = 1 + \varepsilon_1(x, y, z)$ la constante diélectrique, où ε_1 est partout très petit par rapport à 1 ($\varepsilon_1 < 10^{-3}$), $\mu = 1 = \text{const.}$ On déduit facilement des équations de Maxwell, les équations d'onde :

$$(1) \qquad \Delta\vec{H} + \omega^2\varepsilon_0[1+\varepsilon_1(x, y, z)]\mu_0\mu\vec{H} = j\omega\varepsilon_0\left[\vec{E} \wedge \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right],$$

$$(2) \qquad \Delta\vec{E} + \omega^2\varepsilon_0[1+\varepsilon_1(x, y, z)]\mu_0\mu\vec{E} = -\,\text{grad}\left(\vec{E}, \frac{1}{\varepsilon}\overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right).$$

Il est évident que ces équations peuvent être décomposées en trois composantes indépendantes si les deuxièmes membres s'annulent ; dans ce cas, la polarisation des ondes n'est pas affectée par l'hétérogénéité du milieu de propagation. Cette condition est bien remplie dans les trois hypothèses suivantes :

$$(3) \qquad \varepsilon_1 = \text{const.}, \qquad \text{c'est-à-dire dans un milieu homogène,}$$

$$(4) \qquad \left[\vec{E} \wedge \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right] = 0, \qquad \text{c'est-à-dire si E est parallèle à grad}\,\varepsilon_1,$$

$$(5) \qquad \left(\vec{E}, \frac{1}{\varepsilon}\overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1\right) = 0, \qquad \text{c'est-à-dire si E est perpendiculaire à } \overrightarrow{\text{grad}}\,\varepsilon_1.$$

En général, les trois composantes (selon x, y, z) des champs E et H sont liées et nous allons étudier ces relations pour H.

L'équation (1) s'écrit avec

$$(6) \qquad \vec{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0}\,\text{rot}\,\vec{H}.$$

$$(7) \qquad \Delta H_x + \omega^2\varepsilon_0 \cdot 1\,\mu_0\mu H_x = -\,\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_x + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z} - \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y}\right),$$

$$(8) \qquad \Delta H_y + \omega^2\varepsilon_0 \cdot 1\,\mu_0\mu H_y = -\,\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_y + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x} - \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial z}\right),$$

$$(9) \qquad \Delta H_z + \omega^2\varepsilon_0 \cdot 1\,\mu_0\mu H_z = -\,\omega^2\varepsilon_0\varepsilon_1\mu_0\mu H_z + \frac{1}{1+\varepsilon_1}\left(\left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial y} - \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right)\frac{\partial\varepsilon_1}{\partial x}\right).$$

Soit dans un milieu de propagation ($\varepsilon = 1$), une zone de constante diélectrique $\varepsilon = 1 + \varepsilon_1$, on peut résoudre le système d'équations différentielles (7),

(8), (9) par une méthode d'approximations successives. On recommence par une onde plane comme première approximation :

$$H_{x_0} = \exp[-jky + j\omega t]; \qquad k = \omega\sqrt{\varepsilon_0 \cdot 1\, \mu_0 \mu}, \tag{10}$$

$$E_{z_0} = Z \exp[-jky + j\omega t]; \qquad Z = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu}{\varepsilon_0 \cdot 1}}, \tag{11}$$

$$H_{y_0} = H_{z_0} = E_{x_0} = E_{y_0} = 0.$$

En substituant dans (8), on obtient

$$H_{y_1} = \iiint_{\text{zone d'hétérogénéité de } \varepsilon} \left(\frac{\partial H_{x_0}}{\partial \eta}\right) \frac{1}{(1+\varepsilon_1)} \left(\frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \eta}\right) \frac{e^{-jkR}}{R}\, d\tau. \tag{12}$$

où $d\tau$, élément de volume $d\xi\, d\eta\, d\zeta$,

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2 + (z-\zeta)^2};$$

ξ, η, ζ, coordonnées d'un point du milieu de propagation passé par le rayonnement, x, y, z = coordonnées du point d'observation.

Aussi on a

$$H_{z_1} = 0. \tag{13}$$

Alors on substituera H_{y_1} dans le système (7), (8), (9); on obtiendra H_{x_1}, H_{y_2}, H_{z_2} et ainsi de suite.

L'apparition de H_y muni d'une phase montre la variation de la polarisation de H que nous n'étudierons pas ici dans le détail.

On pourrait adopter un procédé analogue pour E.

(*) Séance du 12 juin 1957.

ÉLECTROMAGNÉTISME. — *Propagation d'une onde électromagnétique plane à travers une couche ionosphérique*. Note (*) de M. **Paul Poincelot**, présentée par M. Pierre Lejay.

Je pars des hypothèses suivantes : par rapport à un trèdre trirectangle $Oxyz$ dont l'axe Oz est vertical, la couche ionosphérique est limitée par les cotes $z = 0$ et $z = 2h$. Le milieu n'est pas polarisé, les électrons subissent exclusivement deux forces : 1° celle qui est exercée par le champ électromagnétique; 2° une résistance visqueuse due aux chocs entre électrons et autres corpuscules et proportionnelle à la vitesse. La densité des électrons ne dépend que de l'altitude z; sa répartition est parabolique. L'onde incidente est plane et se propage verticalement, de bas en haut. En unités M. K. S. A. rationalisées, les équations de Maxwell s'écrivent

$$-\frac{d\mathcal{H}}{dz} = i\omega\varepsilon_0 E + N e v, \qquad \frac{dE}{dz} = -i\omega\mu_0 \mathcal{H},$$

ε_0 et μ_0 étant les constantes du vide, N la densité des électrons, e leur charge algébrique, v leur vitesse. Ces équations sont obtenues en négligeant la composante longitudinale du champ électrique (hypothèse d'Eccles, etc.). La résistance visqueuse due aux chocs est exprimée par les relations

$$(r + im\omega)v = Ee, \qquad v = \frac{Ee}{r + im\omega}. \tag{2}$$

On trouve la relation

$$\frac{d^2E}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\left[1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)}\right]E, \qquad \left(\gamma = \frac{r}{m}\right), \tag{3}$$

ω_0 désignant la pulsation critique à l'altitude z. J'admets une variation parabolique de ω_0^2, telle que

$$\omega_0^2 = \omega_m^2\left[2\frac{z}{h} - \left(\frac{z}{h}\right)^2\right], \tag{4}$$

ω_m étant la pulsation critique de la couche, maximum de ω_0. A partir de (3) et (4), on établit l'équation de propagation (équation de Weber) :

$$\frac{d^2E}{dw^2} + \left(\nu + \frac{1}{2} - \frac{w^2}{4}\right)E = 0, \tag{5}$$

avec

$$\nu = e^{-i\frac{\pi}{2}}\pi\frac{h}{\lambda}\frac{\omega}{\omega_m}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{\frac{1}{2}}\left[\frac{\omega_m^2}{\omega^2\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)} - 1\right] - \frac{1}{2}, \tag{6}$$

$$w = e^{-i\frac{\pi}{4}}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}\left(\frac{z}{h} - 1\right), \tag{7}$$

dont la solution générale est

$$E(w) = AD_\nu(w) + BD_{-\nu-1}(iw), \tag{8}$$

d'où, en vertu de (1) :

$$\mathcal{H}(w) = e^{i\frac{\pi}{4}}\frac{1}{\mu_0\omega h}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}[AD'_\nu(w) + iBD'_{-\nu-1}(iw)]. \tag{9}$$

Pour déterminer les constantes arbitraires A et B, j'écris les relations de continuité des composantes tangentielles des champs à la base et au sommet de la couche, soit pour $z = 0$ et $z = 2h$, où la variable w prend respectivement les valeurs $-w_0$ et w_0, avec

$$w_0 = e^{-i\frac{\pi}{4}}\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}\left(1 - i\frac{\gamma}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}. \tag{10}$$

Au sommet de la couche, l'onde devient plane et je peux écrire

$$\frac{E(w_0)}{\mathcal{H}(w_0)} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = \mu_0 c. \tag{11}$$

A la base de la couche, je désigne par ρ le coefficient de réflexion complexe du champ électrique. Il vient

$$1+\rho = E(-w_0), \qquad \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}(1-\rho) = \mathcal{H}(-w_0), \tag{12}$$

d'où l'expression du coefficient de réflexion

$$\rho = \frac{E(-w_0) - \mu_0 c\mathcal{H}(-w_0)}{E(-w_0) + \mu_0 c\mathcal{H}(-w_0)}. \tag{13}$$

et la relation

$$E(-w_0) + \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}\mathcal{H}(-w_0) = 2. \tag{14}$$

Je pose

$$\sigma = e^{i\frac{\pi}{4}} \frac{\sqrt{4\pi\frac{h}{\lambda_m}}}{2\pi\frac{h}{\lambda}}\left(1 - i\frac{\Upsilon}{\omega}\right)^{-\frac{1}{4}}. \tag{15}$$

En vertu de (8), (9), (11) et (14), il vient, pour la détermination de A et B, le système suivant de deux équations algébriques linéaires à deux inconnues :

$$\left\{\begin{aligned} &A[D_\nu(w_0) - \sigma D'_\nu(w_0)] + B[D_{-\nu-1}(iw_0) - i\sigma D'_{-\nu-1}(iw_0)] = 0,\\ &A[D_\nu(-w_0) + \sigma D'_\nu(-w_0)] + B[D_{-\nu-1}(-iw_0) + i\sigma D'_{-\nu-1}(-iw_0)] = 2. \end{aligned}\right. \tag{16}$$

L'onde transmise après la traversée de la couche a pour amplitude

$$E = |A\, D_\nu(w_0) + B\, D_{-\nu-1}(iw_0)|. \tag{17}$$

(*) Séance du 12 juin 1957.

PHOTOGRAPHIE. — *Étude des caractéristiques des émulsions photographiques exposées à des flux constants d'électrons ou de lumière.* Note (*) de M. **Pierre Vernier**, présentée par M. André Danjon.

Des mesures photométriques effectuées au Mont Palomar ont montré qu'une plaque photographique, pour un grain développé, a reçu en moyenne 1000 photons [1]. D'autres auteurs [2] ont trouvé 200 à 1000. On sait, d'autre part, que dans les plaques nucléaires, l'action d'un seul électron peut suffire à rendre développable certains grains.

Lorsqu'une particule perd de l'énergie dans un grain de bromure d'argent, elle peut provoquer, dans un centre de sensibilité de ce grain, une transformation. Si un même centre de sensibilité a subi r transformations, il aboutit à un germe qui rend développable tout le grain. r, qui peut dépendre du centre et du grain, présente, en excluant les grains du voile chimique, un minimum r_0. Pour expliquer les défauts de réciprocité,

on admet que les transformations du centre peuvent être réversibles, soit spontanément, soit sous l'action d'autres particules.

Le but de ce travail est de construire un modèle statistique d'émulsion et d'en déduire les valeurs de r par comparaison avec l'expérience.

Nous avons calculé la probabilité ϖ pour qu'un centre donné se transforme en germe quand la plaque a reçu un éclairement constant pendant le temps θ. Nous avons trouvé, en ne supposant rien d'autre que l'existence des centres, que le rapport ϖ/θ^r tend vers une valeur finie non nulle quand θ tend vers zéro et reste constant, en l'absence de solarisation, quand $r = 1$.

Habituellement, on admet que, dans les émulsions photographiques, la densité D est proportionnelle au poids d'argent par unité de surface (loi de Beer). Dans cette hypothèse nous avons déduit de la limite de ϖ/θ^r, que D/θ^{r_c} tend vers une limite finie non nulle quand θ tend vers zéro, résultat en accord avec tous les modèles de plaques proposés [3] et en particulier avec le résultat connu pour r toujours égal à 1 :

$$D = D_{max}(1 - e^{-k\theta}) \quad (D_{max}, \text{ densité maximum; } k, \text{ constante}). \tag{1}$$

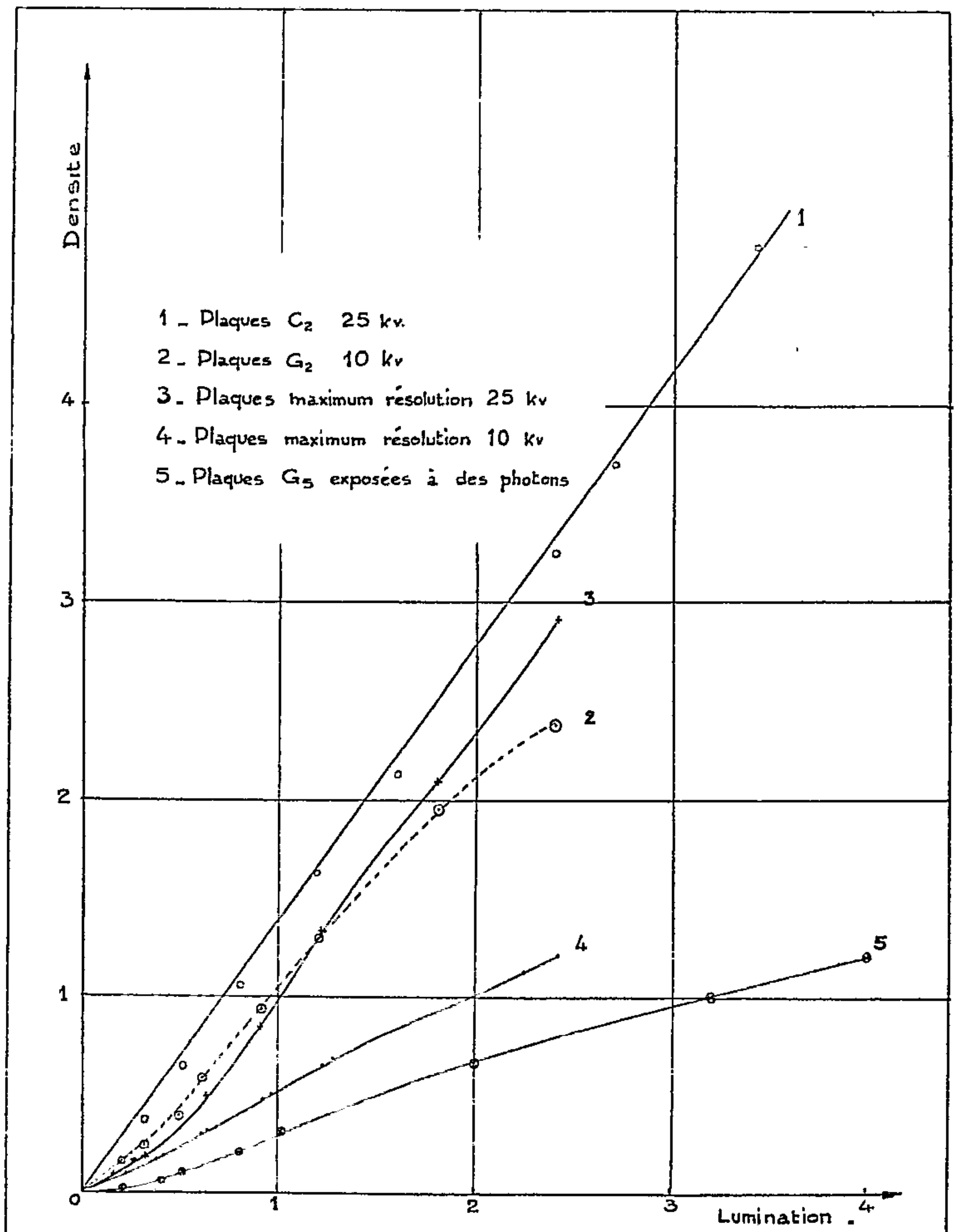
La loi de Beer serait vraie si l'argent était infiniment dispersé dans la gélatine. En fait l'image dans un microscope des émulsions n'a pratiquement aucune demi-teinte et même les grains les plus fins (Kodak Maximum Resolution) apparaissent comme de petites taches assez sombres. Si l'on opère avec un densitomètre dont l'optique a les caractéristiques de celle d'un microscope, on doit être très proche du modèle où l'on peut considérer que la transparence T est égale au rapport de la surface d'émulsion sur laquelle ne se projette aucun grain d'argent à la surface totale considérée S. Ce modèle est vrai en toute rigueur quand les grains d'argent sont assez gros pour qu'on puisse négliger les effets de diffraction et de pénombre sur leurs bords. Dans cette hypothèse nous avons calculé la probabilité $p(x, y)$ pour qu'un point P de coordonnées x, y dans le plan de l'émulsion, ne soit pas recouvert par un grain d'argent et en assimilant T à son espérance mathématique nous avons trouvé :

1° D/θ^{r_0} tend encore vers une valeur finie non nulle quand θ tend vers zéro;

2° Si r est toujours égal à 1 et en supposant en outre que la surface recouverte par un grain d'argent est la même, que les grains voisins soient développables ou non, la caractéristique (D, θ) est linéaire si $p(x, y)$ ne dépend pas de x et y, concave vers les faibles densités si $p(x, y)$ dépend de x et y.

Comparaison des caractéristiques expérimentales à la théorie proposée. — Les caractéristiques (D, θ) [*fig.* 1, [4]], de plaques exposées à des électrons de 10 à 25 kV sont le plus souvent sensiblement linéaires. Nous en

concluons, dans ces cas, que l'action d'un électron est toujours suffisante pour transformer un centre de sensibilité en germe. La plaque « Maximum Resolution », peu sensible, fait exception quand elle est exposée à des électrons de 25 kV, r ne serait alors pas toujours égal à 1.

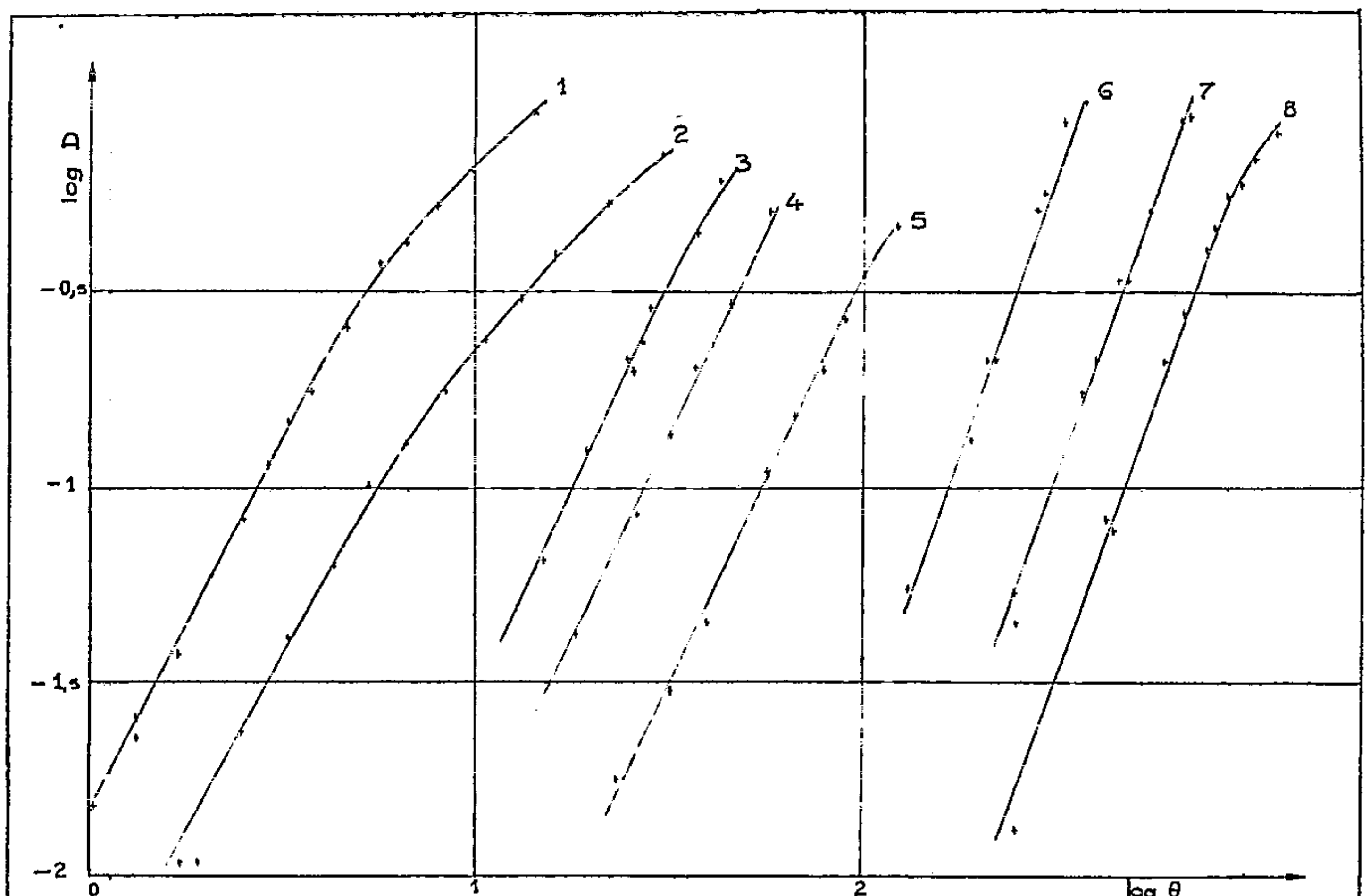


— Figure 1 —

– La lumination est exprimée en unités arbitraires et différentes d'une courbe à l'autre –

La courbe 5 (*fig.* 1) représente la caractéristique (D, θ), d'une plaque exposée à la lumière, la tangente à l'origine, parallèle à l'axe des densités, montre qu'un photon est toujours insuffisant pour créer un germe. La pente limite, quand θ tend vers zéro, des caractéristiques ($\log D$, $\log \theta$) (*fig.* 2) doit être, suivant notre modèle, égale à r_0, elle est en général voisine de 2, avec une exception pour les plaques « Maximum Resolution ». Nous en concluons que, en général, pour une fraction notable des centres de sensi-

bilité, deux photons suffisent pour créer un germe de développement. Pour expliquer la différence entre les 200 ou 1000 photons qu'a reçus la plaque par grain d'argent développé et les deux (ou parfois trois) néces-



— Figure 2 —

L'unité de temps est arbitraire et varie d'un type de plaque à l'autre ainsi que l'éclairement

Courbe 1 : Plaque G_5 révélée 2 mn.
Courbe 2 : Plaque G_5 révélée 16 mn.
Courbe 3 : Plaque collodium révélée 1,5 mn.
Courbe 4 : Plaque collodium révélée 8 mn.
Courbe 5 : Plaque collodium révélée 50 mn.
Courbe 6 : Plaque maximum Résolution révélée 2,5 mn.
Courbe 7 : Plaque maximum Résolution révélée 11 mn.
Courbe 8 : Plaque maximum Résolution révélée 41 mn.

— Plaques exposées à des photons —

saires pour créer un germe, on peut considérer qu'une partie importante de la lumière n'est pas absorbée par l'émulsion. Quant au reste, s'il provoque le processus primaire dans le cristal il semble qu'il n'aboutisse pas, dans la majorité des cas, à la formation d'un germe. En outre, dans un grain développable, peuvent se trouver plusieurs germes.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) STRUVE, *Sky and Telescope*, mars 1955, p. 186-188.

(2) WEBB, *J. Opt. Soc. Amer.*, 38, n° 4, avril 1948, p. 312-323.

(3) TELLEZ-PLASENZIA, *Science et Industrie Photographiques*, 25, novembre 1954, p. 425-432.

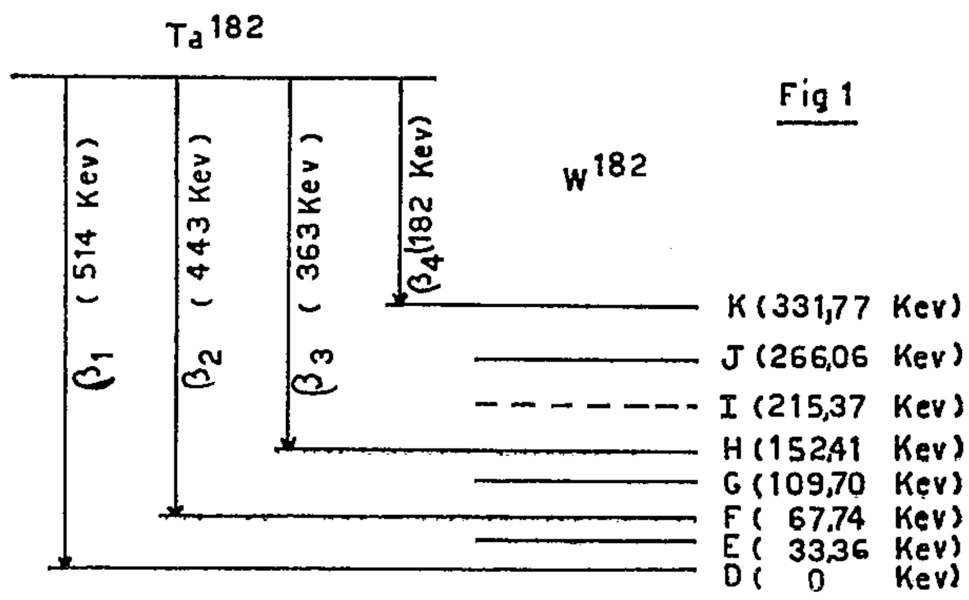
(4) DIGBY, FIRTH et HERCOCK, *J. Phot. Sc.*, 1, p. 194-208.

(Observatoire de Paris.)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Sur le spectre β du noyau* ^{182}Ta. Note (*) de MM. **JEAN DEMUYNCK, JULIEN VERHAEGHE** et **BERNARD VAN DER VELDE**, présentée par M. Frédéric Joliot.

L'élément ^{182}Ta, émetteur β d'une période de 111 jours, donne lieu à un certain nombre de niveaux d'excitation du ^{182}W. Son spectre, dans la région

de 250 keV, est fortement perturbé par la présence d'un grand nombre de raies de conversion interne provenant de la désexcitation du ^{182}W. Il a été étudié récemment par Murray, Bœhm, Marmier et Du Mond [1].



Ces auteurs ayant mesuré avec précision la radiation γ provenant du noyau ^{182}W, ont proposé un schéma constitué par huit niveaux différents désignés par les lettres K, J, ..., D (*fig.* 1). Pour la valeur de l'énergie maximum du spectre β continu qui correspond au niveau D ils ont trouvé 510 ± 10 keV.

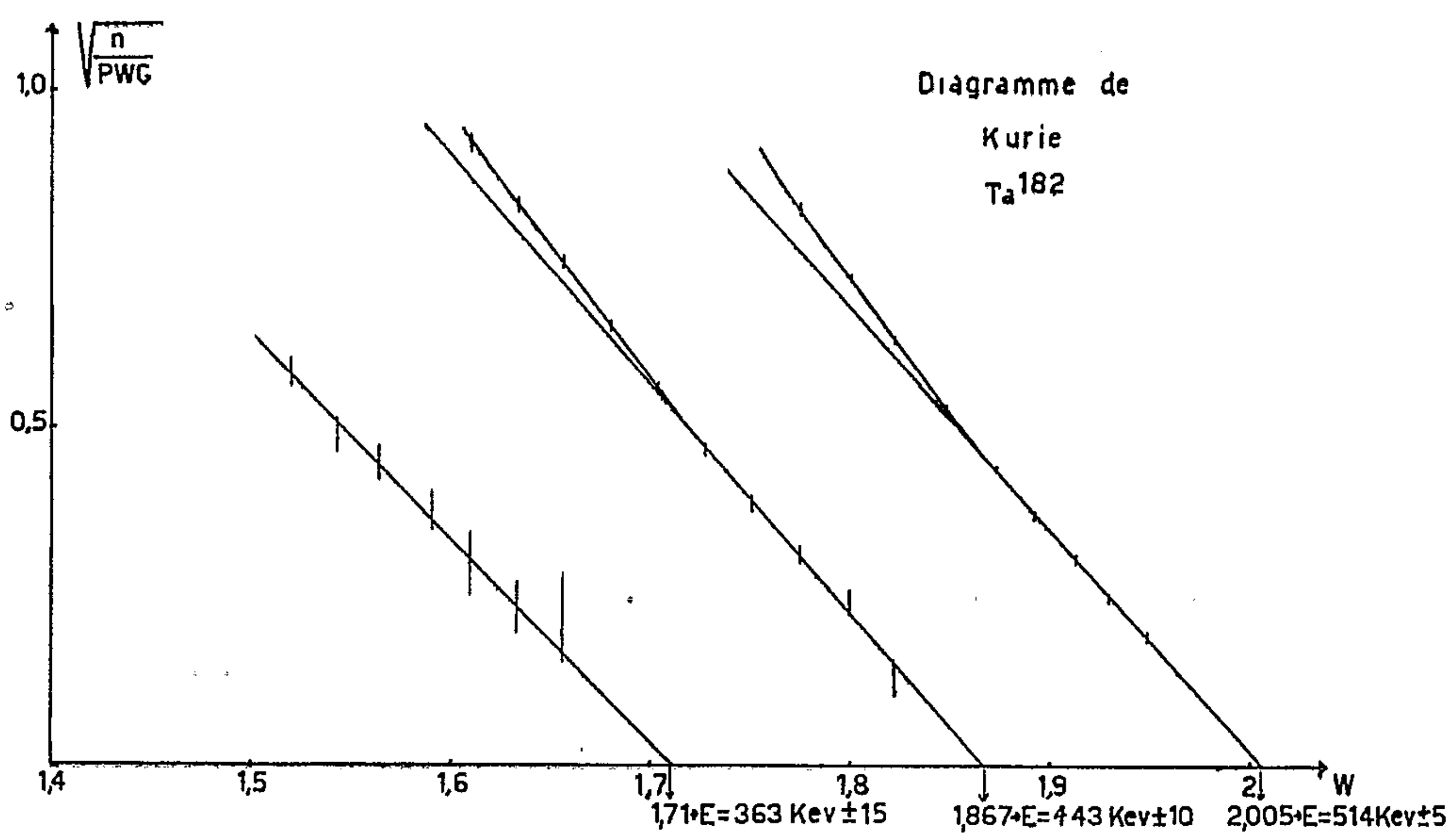


Fig. 2.

Nous avons mesuré avec soin cette région à l'aide d'un spectromètre à double focalisation. Le diagramme de Kurie (*fig.* 2) montre clairement trois composantes qui présentent les énergies maxima

$$E_{\beta_1} = 514 \pm 5\,\text{keV},$$
$$E_{\beta_2} = 443 \pm 10\,\text{keV},$$
$$E_{\beta_3} = 363 \pm 15\,\text{keV}$$

et les intensités relatives 100, 64 et 28.

Contrairement aux prévisions de Murray et al. le dernier spectre correspond vraisemblablement à la transition au niveau H.

Nous n'avons pu mesurer la quatrième composante du diagramme qui devrait correspondre au niveau K, celle-ci étant fortement masquée par les radiations de conversion.

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 1007.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Facteur de découplage et modèle collectif.* Note de M. **Jean Yoccoz**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Le spectre de rotation, dans le cadre de nos approximations [(1), (2)] est donné par

$$\int_0^{\pi} d^{\rm I}_{\rm KK}(\theta)\,[{\rm H}(\theta)-{\rm E}(\theta)]\sin\theta\, d\theta = 0. \tag{1}$$

Nous donnons ici le traitement détaillé de cette équation faisant apparaître le facteur de découplage dans le cas $K=1/2$. Dans tous les cas, si la déformation permanente du noyau est assez grande (couplage fort), les contributions aux intégrales (1) provenant des régions $\theta \sim \pi/2$ sont petites. Il reste à analyser essentiellement les contributions $\theta\sim 0$ et $\theta\sim\pi$. En posant $u=\sin^2(\theta/2)$, (1) s'écrit

$$\int_0^{\frac{1}{2}} \{ d^{\rm I}_{\rm KM}(u)\,[{\rm H}(u)-{\rm EN}(u)] + d^{\rm I}_{\rm KK}[{\rm H}(1-u)-{\rm EN}(1-u)]\}\, du = 0. \tag{2}$$

On utilisera les développements

$$\left\{\begin{aligned} & d^{\rm I}_{\rm KK}(u) = (1-u)^{\rm K}[1-{\rm A}u+{\rm B}u^2\ldots]\quad {\rm A}={\rm I}({\rm I}+1)-{\rm K}({\rm K}+1),\\ & d^{\rm I}_{\rm KK}(1-u) = u^{\rm K}\frac{({\rm I}+{\rm K})!}{({\rm I}-{\rm K})!}\,\frac{1}{(2{\rm K})!}(-1)^{\rm I-K}[1-{\rm A}'u+{\rm B}'u^2\ldots]. \end{aligned}\right. \tag{3}$$

D'autre part nous supposerons par analogie avec le cas $K=0$ (hypothèses confirmées par la suite dans les deux cas concrets traités)

$$\left\{\begin{aligned} & {\rm N}(u) = (1-u)^{\rm K} e^{-\lambda u}[1+\ldots],\\ & {\rm H}(u) = {\rm N}(u)\,[{\rm H}_0+{\rm H}_1 u+\ldots],\\ & {\rm N}(1-u) = {\rm C}u^{\rm K}e^{-\lambda u}[1+\ldots] \qquad ({\rm C}=\text{const.}),\\ & {\rm H}(1-u) = {\rm N}[1-u]\,[{\rm H}_0+{\rm H}'_1 u+\ldots] \end{aligned}\right. \tag{4}$$

La présence de $u^{\rm K}$ dans $N(1-u)$ peut d'ailleurs être démontrée en toute généralité. L'intégration sur u transforme ces développements en $1/\lambda$ (λ, nombre de l'ordre de 150). Se bornant à étudier les termes jusqu'à l'ordre $1/\lambda^2$

et posant

$$n_1 = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} u \, du}{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} \, du} = O\left(\frac{1}{\lambda}\right),$$

$$n_2 = \frac{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} u^2 \, du}{\int_0^{\frac{1}{2}} (1-u)^K e^{-\lambda u} \, du} = O\left(\frac{1}{\lambda^2}\right),$$

on trouve que

1° Pour $K = 0$, les régions $\theta = 0$ et $\theta = \pi$ contribuent également, et

$$N(1-u) = N(u); \qquad H(1-u) = H(u).$$

$$E = E_0 + I(I+1) H_1 (n_1^2 - n_2) + O\left(\frac{1}{\lambda^3}\right) = E_0 + I(I+1) \frac{\hbar^2}{2J} + O\left(\frac{1}{\lambda^3}\right)$$

l'identification [*voir* (2)] $\hbar^2/2J = H_1(n_1^2 - n_2)$.

I impair exclu.

2° Pour $K = 1/2$, la région $\theta \sim \pi$ contribue encore

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J}\left[I(I+1) - K(K+1) + (-1)^{\left(I+\frac{1}{2}\right)} a\left(I + \frac{1}{2}\right)\right],$$

$$\frac{2J}{\hbar^2} = H_1(n_1^2 - n_2), \qquad a = C\frac{H_1 n_1^2 - H'_1 n_2}{H_1 n_1^2 - H_1 n_2}.$$

3° Pour $K \geq 1$, la région $\theta = \pi$ ne contribue plus à cet ordre en $1/\lambda$ (par suite du facteur u^{2K}).

$$E = E_0 + \frac{\hbar^2}{2J}[I(I+1) - K(K+1)].$$

Ces formules sont identiques aux formules données par Bohr et Mottelson.

Le calcul de a a été fait dans deux cas.

1° Comme dans la théorie de Bohr et Mottelson, le dernier nucléon est isolé (la fonction d'onde intrinsèque n'est pas symétrisée par rapport à cette particule). D'autre part l'ensemble des interactions de ce nucléon avec les autres est remplacé par le potentiel équivalent du modèle en couches. Dans ce cas, il est facile de vérifier que les hypothèses (4) sont vérifiées avec

$$c = \sum_j (-1)^{j-\frac{1}{2}}\left(j + \frac{1}{2}\right)|C_j|^2,$$

$$H'_1 = H_1.$$

D'où

$$a = \sum (-1)^{j-\frac{1}{2}}\left(j + \frac{1}{2}\right)|c_j|^2, \tag{5}$$

comme dans la théorie susmentionnée, avec les mêmes notations.

2° On prend le modèle à potentiel harmonique utilisé dans (2), sans couplage spin orbite. Par calcul direct des intégrales $H(\beta)$ et $N(\beta)$, on constate que (4) est encore vrai. En particulier $H(\beta)=N(\beta)[H_0+H_1\sin^2\beta+\ldots]$. Le crochet est invariant par rapport à la transformation $u\to 1-u$. $H'_1=H_1$.

Pour les niveaux $K=1/2$, $L_z=0$, $s_z=1/2$.

$$a=+1\,[C=+1] \qquad \text{pour les niveaux } \frac{1}{2}+,$$

$$a=-1\,[C=-1] \qquad \text{pour les niveaux } \frac{1}{2}-.$$

Pour les niveaux $K=1/2$, $L_z=1$, $s_z=-1/2$, $a=0$.

Ces résultats, qui tiennent compte du principe de Pauli, sont identiques à ceux obtenus par applications de (5) à ce modèle simplifié. Il semble donc que ce principe ne joue pas un grand rôle dans le calcul du facteur de découplage par (5) (B. R. Mottelson et S. G. Nilsson). Le fait que le modèle simplifié ne donne pas de facteurs de découplage corrects est prévisible, puisque ce facteur dépend beaucoup du dernier niveau, et que la structure de celui-ci n'est pas correctement donnée par le modèle simplifié. L'intérêt de ce cas réside seulement dans l'application correcte du Principe de Pauli.

(1) R. PEIERLS et J. YOCCOZ, *Proc. Phys. Soc.*, A 70, 1957, p. 381.
(2) J. YOCCOZ, *Proc. Phys. Soc.*, A 70, 1957, p. 388, *Thèse*, Paris, 1956.
(3) B. R. MOTTELSON et S. G. NILSSON, *Z. Physik*, 141, 1953, p. 217.

(*Laboratoire de Physique et Chimie nucléaires, Collège de France, Paris.*)

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *La désexcitation du* ^{12}C *par l'émission d'une paire nucléaire.* Note de M. **Radha Raman Roy**, Mme **Marie-Louise Goes** et M. **Amand Pirson**, transmise par M. Émile Henriot.

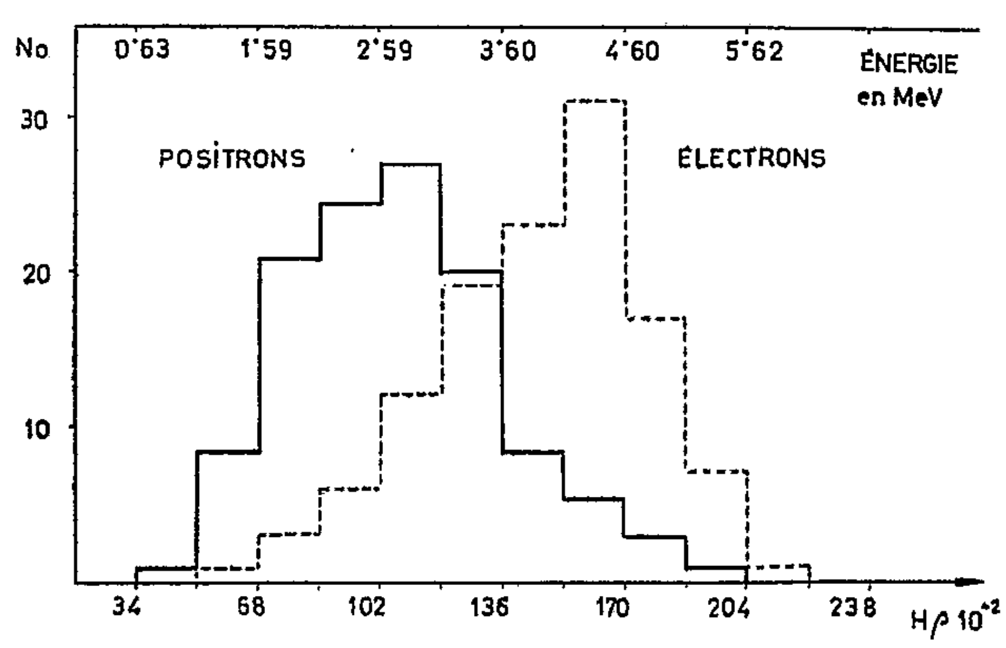
Nous avons étudié les paires nucléaires émises lors de la transition 0—0 du niveau de 7,65 MeV du ^{12}C produit par la réaction $^9Be(\alpha, n)\,^{12}C$. Sur plus de 8 000 photographies, nous avons observé 120 paires d'électrons et positons. Nous avons donné les courbes des distributions d'énergie des positons et électrons.

On sait (1) que lorsque le ^9Be est bombardé par des particules α de 5,3 MeV, le noyau composé ^{13}C se désintègre par l'émission de trois groupes de neutrons en laissant le noyau final ^{12}C ou bien dans l'état fondamental, ou bien dans l'un des deux états excités de 4,43 et 7,65 MeV. Par la mesure de la corrélation angulaire des paires de conversion, il a été trouvé (2) que l'état de 4,43 MeV avait $J=2$. Harries (3) a observé que l'état de 7,65 MeV se désintègre par l'émission de paires; en vertu de l'absence d'un rayonnement γ de 7,65 MeV, il conclut que l'état

de 7,65 MeV a J = 0, et que les paires observées sont émises lors d'une transition monopolaire 0 — 0, le moment angulaire de l'état fondamental étant précisément 0.

Dans notre expérience, nous avons recherché la distribution d'énergie des positons et électrons des paires nucléaires en provenance de la désintégration de l'état de 7,65 MeV.

Dans le but de réaliser cette expérience, nous avons utilisé une chambre à diffusion continue d'un diamètre intérieur de 24 cm, concurremment avec un champ magnétique de 850 gauss, afin de déterminer l'énergie des positons et électrons. Une fine feuille de béryllium était bombardée par les particules α de 5,3 MeV d'une source de polonium de 50 mC. Dans le but d'éviter la saturation de la chambre par les rayons X mous émis par la source, un dispositif automatique d'obturation a été incorporé devant la source. Le mouvement de l'obturateur était synchronisé avec la photographie, de telle sorte que l'obturateur s'ouvrait pendant une fraction de seconde, juste avant que l'éclair de la lampe à éclair ne se produise, permettant par cela même aux particules α de bombarder la cible de béryllium. Huit photographies étaient ainsi prises par minute. La qualité des traces de positons et électrons obtenues était excellente, en réduisant le volume sensible à un minimum et en employant un mélange de 70 % de méthanol et 30 % d'eau distillée. Nous avons pris plus de 8 000 photographies. Les photographies furent examinées après projection des traces, en vraie grandeur.



Les paires nucléaires de l'état de 7,65 MeV ont été séparées des paires de conversion de l'état de 4,43 MeV par la considération de l'énergie totale. L'énergie cinétique totale de la paire de conversion est de 3,43 MeV, alors que celle de la paire nucléaire est de 6,63 MeV. La différence entre les énergies cinétiques totales des paires de ces deux états (3,20 MeV), est bien plus grande que l'erreur expérimentale (5 %) faite sur la détermination de l'énergie cinétique totale des paires. De cette manière, nous avons

identifié 120 paires de positons et électrons correspondant à l'état excité de 7,65 MeV du ^{12}C.

La figure 1 donne la répartition des positons et des électrons de la transition monopolaire du niveau de 7,65 MeV, en fonction de l'énergie.

On peut remarquer sur le graphique que la position du maximum de la distribution des positons se trouve du côté des faibles énergies, alors que pour les électrons, la position du maximum se trouve du côté des grandes énergies. On peut faire remarquer que des sept paires observées par Harries pour le niveau de 7,65 MeV, quatre positons avaient des énergies plus petites que les électrons, deux positons avaient la même énergie que les électrons, tandis que seulement dans un cas le positon avait une énergie plus grande que celle de l'électron.

(1) Guier, Bertini et Roberts, *Phys. Rev.*, 85, 1952, p. 426; Ajzenberg et Lauritsen, *Rev. Mod. Phys.*, 27, 1955, p. 112.

(2) Harries, *Proc. Phys. Soc.*, 67 A, 1954, p. 153; Gorodetzky, Armbruster, Chevalier et Gallmann, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 898.

MÉTALLOGRAPHIE. — *Influence des variations de composition de l'austénite sur les modalités du revenu de la martensite thermique dans les aciers à* 18 % *de chrome et* 2, 4 *ou* 6 % *de nickel.* Note (*) de MM. **Paul Bastien** et **Alain Sulmont**, présentée par M. Albert Portevin.

Les conséquences des variations de composition de l'austénite, se produisant au cours du revenu de la martensite dans la famille d'aciers faisant l'objet de cette Note, peuvent être étudiées avec beaucoup de sensibilité en déterminant par dilatométrie les déplacements du point M_s.

Nous avons montré dans une précédente Note (1), que l'évolution au chauffage de la martensite thermique des aciers à 18 % de chrome et 2, 4 ou 6 % de nickel, se fait en deux étapes : l'une consistant en une décomposition de la martensite en deux phases α et γ de compositions variables avec la température, l'autre en une mise en solution de α dans γ, très lente au-dessous de 800°, active au-delà. Nous avons pu également (2) mettre en évidence les variations de composition de l'austénite, accompagnant les précipitations de carbures, par leurs conséquences sur la température du point M_s.

Il nous a paru intéressant d'utiliser également les déplacements de M_s pour suivre et préciser les conséquences des variations de composition de l'austénite au cours du revenu de la martensite. Après un chauffage à 1000°, suivi d'un refroidissement avec une vitesse à 280°/h, le point M_s de l'austénite d'un acier à 18 % de chrome, 6 % de nickel et 0,05 % de carbone est situé à 100° et il se forme environ 90 % de martensite.

Des maintiens isothermes (entre 650 et 850°) décomposent cette martensite suivant le processus précédemment étudié ([1]) et, au cours de refroidissements ultérieurs, l'austénite formée lors du maintien subit également la transformation martensitique, à des températures variables situées entre 20 et 150° suivant la température du séjour isotherme, qui règle finalement la composition de l'austénite formée (*fig.* 1).

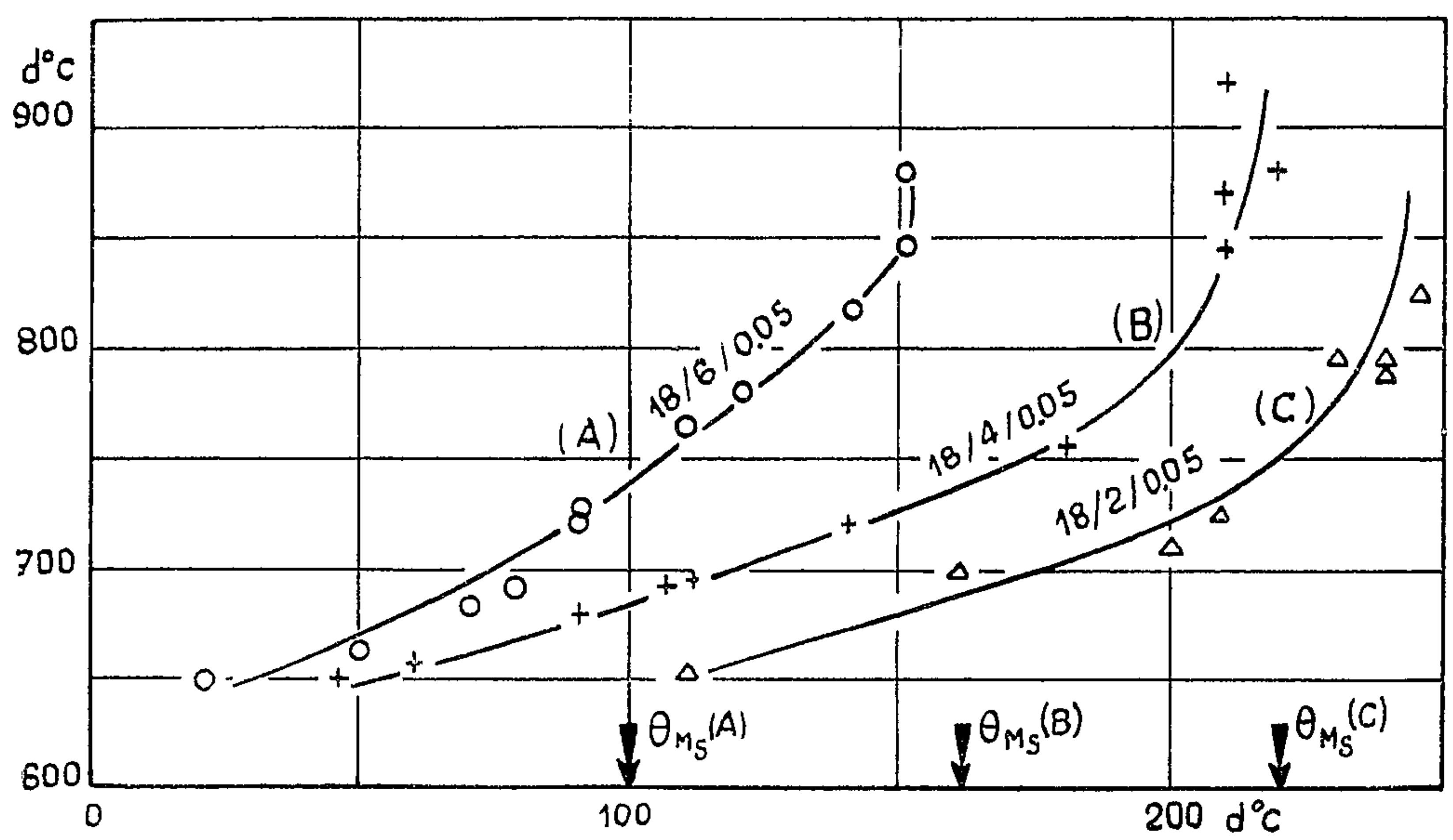


Fig. 1.
Abscisses : Températures des points M_s.
Ordonnées : Températures des maintiens isothermes.

Les points expérimentaux de la courbe A (*fig.* 1) ne dépendent pas de la durée du maintien isotherme, si celui-ci est fait à température inférieure à 750°. Au-dessus de 750°, il est possible d'obtenir la transformation complète des produits de décomposition de la martensite en γ pour des temps de maintien suffisamment longs (de l'ordre de 100 h à 750°), mais tant que la diffusion reste lente, des chauffages rapides dans ce domaine, permettent d'obtenir une transformation $\alpha \rightarrow \gamma$ des produits de décomposition à une température nettement supérieure pouvant atteindre 900°. Dans ce cas, le point M_s obtenu par refroidissement de l'austénite ainsi formée est supérieur à celui qui serait fourni par l'austénite homogène de cet acier. Les aciers 18/4/0,05 et 18/2/0,05 fournissent les courbes analogues B et C (*fig.* 1).

Si au lieu de maintiens isothermes, nous effectuons des cycles de chauffage et de refroidissement à 160°/h, par exemple, nous obtenons une austénite de composition très variable, ce qui est mis en évidence par une transformation martensitique fortement étalée.

Les courbes dilatométriques des figures 2, 3 et 4, enregistrées successivement sur un même échantillon à la vitesse de 160°/h et avec un maintien

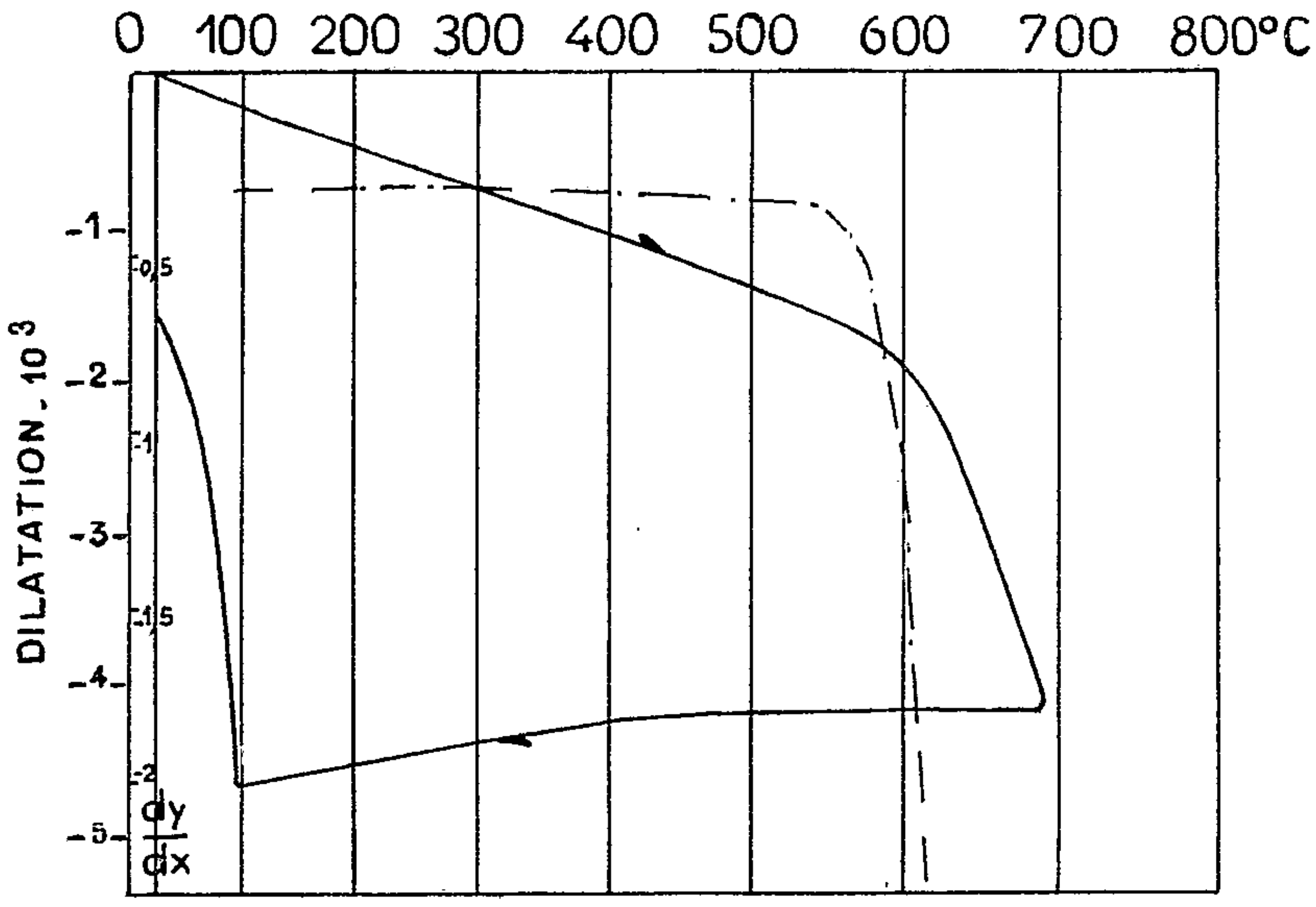


Fig. 2. — Premier cycle de dilatation.

de 45 mn à 695° pour les cycles des figures 2 et 3, et de 24 h pour celui de la figure 4, mettent nettement les phénomènes en évidence : pour les trois premiers cycles, en passant d'une courbe à la suivante, on constate

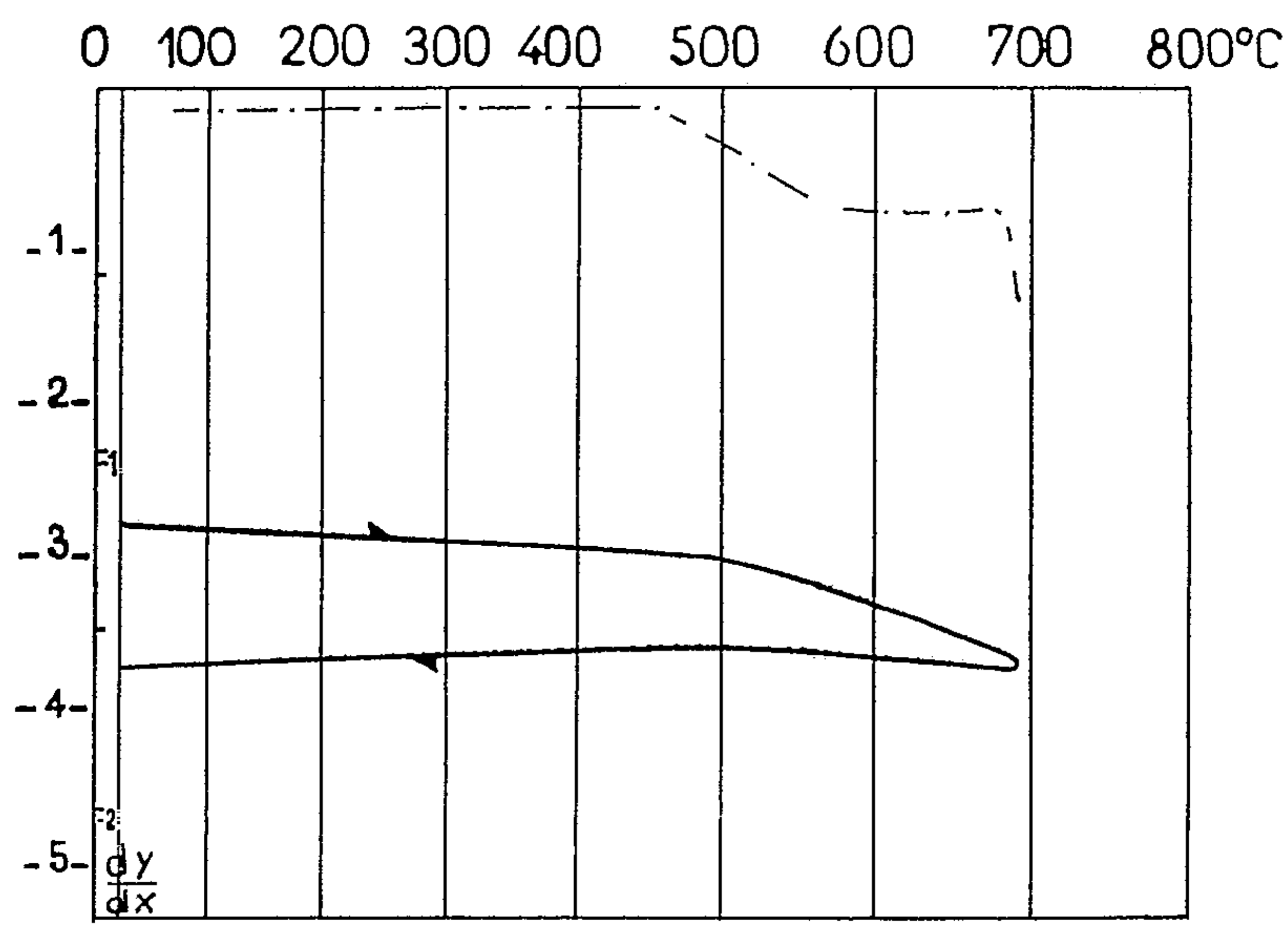


Fig. 3. — Troisième cycle de dilatation.

que la décomposition de la martensite s'effectue à des températures plus basses que précédemment, la transformation martensitique au refroi-

dissement diminue en amplitude et même disparaît au troisième et, en fin de cycle, la quantité d'austénite résiduelle augmente (les figures 2 et 3 sont, en particulier, à comparer).

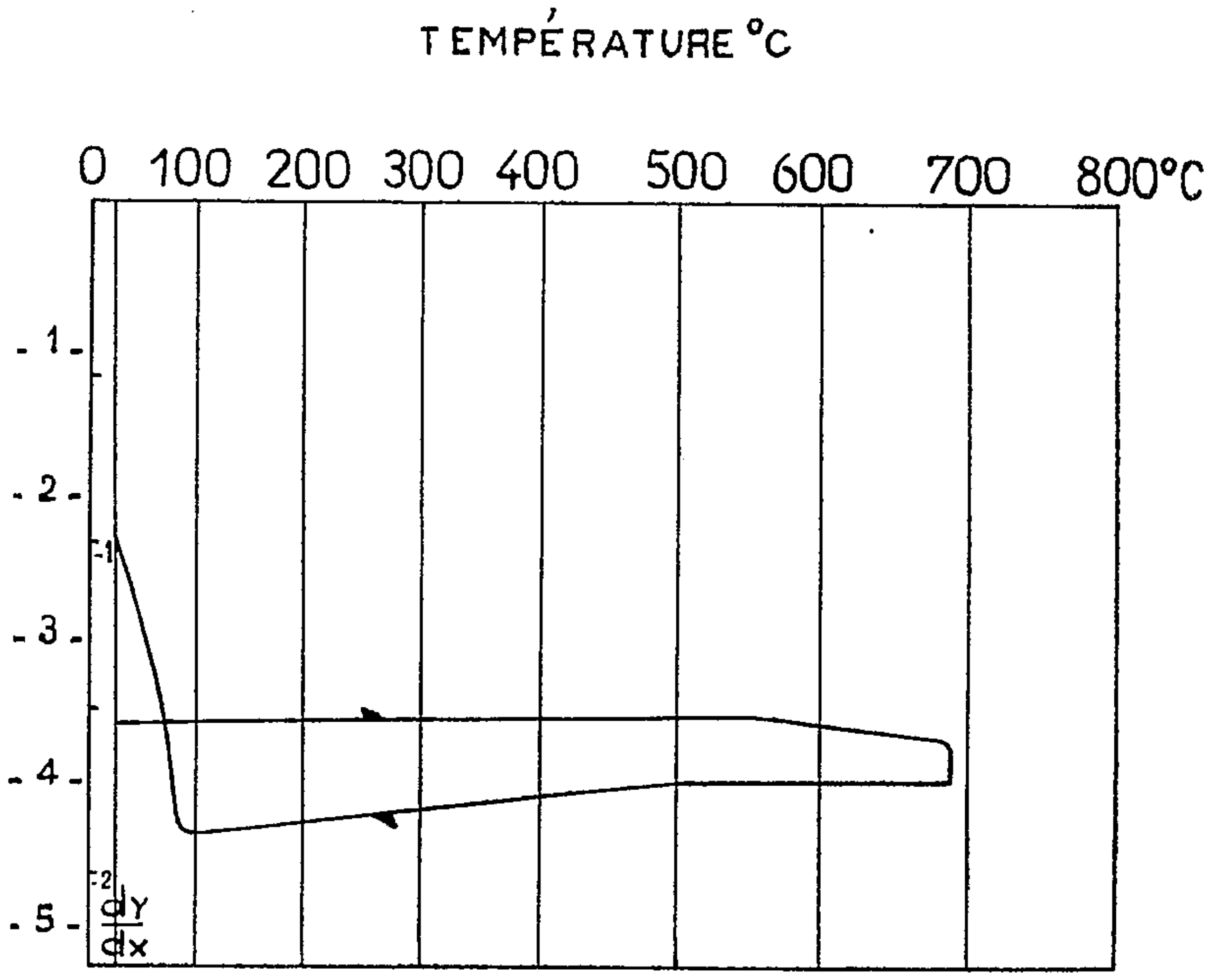


Fig. 4. — Quatrième cycle de dilatation.

Un palier de 45 mn à 695° ne suffit pas à réaliser même un homogénéisation approchée; par contre, un maintien ultérieur de 24 h à cette température (*fig.* 4) permet de réaliser une certaine homogénéisation et une évolution corrélative $\alpha \rightarrow \gamma$; l'austénite ainsi constituée subit, au refroidissement, une transformation martensitique à 80° comme lors du premier cycle (*fig.* 2).

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 2065.
(2) *Comptes rendus*, **243**, 1956, p. 1872.

CHIMIE MINÉRALE. — *Séparation de certains éléments des terres rares par voie sèche. Application à l'ytterbium.* Note de M. **Jean-Claude Achard**, présentée par M. Paul Lebeau.

L'action du carbone, à haute température et sous vide, sur un mélange d'oxydes de terres rares permet la séparation par distillation des éléments à caractère divalent : samarium, europium, ytterbium. L'étude suivante, relative à l'ytterbium, montre que cet élément peut être éliminé en totalité du groupe des terres rares et se retrouver à l'état pur, soit sous forme de métal, soit sous forme d'oxyde inférieur.

Différents auteurs (1), (2), (3), (4), (4) ont montré que les éléments des terres rares à caractère divalent présentaient à l'état métallique des tensions de vapeur plus élevées que celles des autres métaux du groupe; cette propriété a été utilisée pour préparer le samarium, l'europium et l'ytterbium métallique par action du lanthane, métal des terres rares à très faible tension de vapeur, sur les oxydes des éléments correspondants.

L'action du carbone sur les oxydes des terres rares conduit généralement à des carbures stables; cependant F. Trombe (1) en portant à 2 600° C, sous une atmosphère, un mélange de terres yttriques a pu observer la volatilisation sélective de l'ytterbium.

La séparation systématique des éléments à caractère divalent a été réalisée par traitement sous vide et à haute température d'un mélange de carbone et d'oxydes de terres rares.

Les oxydes rares mélangés à 20 ou 30 % de carbone (graphite) et comprimés sous forme de pastilles sont placés en creuset de carbone dans une enceinte en quartz où peut être réalisé un haut vide malgré le dégagement gazeux résultant de la réaction de réduction. Le creuset de carbone, chauffé par induction haute fréquence est surmonté d'un condenseur métallique gainé de tantale et refroidi par un courant d'eau ou d'air selon le cas. Les températures sont évaluées par visées pyrométriques sur le fond du creuset de réaction. Les produits de la réaction sont en général calcinés et analysés à partir de l'oxyde trivalent. Leur identification est faite par spectrographie de flamme et par spectrophotométrie d'absorption.

A. Séparation de l'ytterbium des autres terres rares. — La distillation conduit en général à un dépôt constitué principalement par du protoxyde d'ytterbium (YbO) et du carbone (4 à 5 %).

1° *Extraction de l'ytterbium.* — Des oxydes rares (50 g) à 13 % d'oxyde d'ytterbium, contenant en outre des oxydes d'yttrium, de terbium, de dysprosium, d'holmium et d'erbium, sont additionnés de carbone (25 % de leur poids) et chauffés pendant 3 h à 1400° C sous très faible pression (moins de 10^{-3} mm Hg). *La totalité de l'ytterbium est volatilisée et recueillie à l'état pur.*

Le traitement des mélanges plus riches en oxyde d'ytterbium conduit à des résultats analogues; la vitesse de distillation est seulement plus élevée au début de l'opération.

L'extraction de l'ytterbium peut aussi se faire sous vide moins poussé. Par exemple 16 g d'oxydes d'yttrium et de scandium contenant des oxydes d'ytterbium et d'autres terres yttriques en plus faible proportion, additionnés de carbone et chauffés à 1450° C environ sous pression réduite, quelques dixièmes de millimètre de mercure fournissent 0,8 g d'ytterbium pur.

2° *Obtention simultanée d'ytterbium et de lutécium pur.* — 10 g d'oxydes (ytterbium 52 %, lutécium 48 %) sont chauffés pendant 3 h à 1500° C environ : les trois quart de l'ytterbium contenu dans le mélange distillent à l'état pur. Le résidu est un mélange à 13 % d'oxyde d'ytterbium et 87 % d'oxyde de lutécium.

Ce dernier, traité à nouveau, dans les mêmes conditions donne de l'oxyde d'ytterbium pur et de l'oxyde de lutécium contenant environ 3 % d'oxyde d'ytterbium.

Cet oxyde traité une nouvelle fois, dans les mêmes conditions donne enfin de l'*oxyde de lutécium pur* et une nouvelle quantité d'ytterbium pur.

3° Les séparations peuvent n'être pas aussi quantitatives si, en particulier, la température de distillation est trop élevée : par exemple un mélange de 17,6 g d'oxydes (3,4 % d'ytterbium, 30,6 % de thullium, 6,8 % d'erbium, 59,2 % d'yttrium et de lutécium) :

— traité à 1550° C environ, pendant 3 h, sous très faible pression (moins de 10^{-3} mm Hg) fournit un distillat de 0,6 g formé par un mélange d'oxydes de composition : ytterbium 68 %, thullium 29 %, erbium 3 %;

— chauffé à nouveau pendant 3 h dans les mêmes conditions, il fournit un distillat de 0,15 g de composition : ytterbium 38 %, thullium 56,5 %, erbium 5,7 %;

— chauffé encore pendant 2 h 30, il fournit un distillat de 0,10 g de composition : ytterbium 20 %, thullium 69 %, erbium 11 %.

B. Ytterbium métallique. — Le produit condensé obtenu dans la première distillation est soumis en creuset de tantale à un nouveau traitement sous vide (moins de 10^{-4} mm de Hg) à haute température sans addition de réducteur. Des précautions sont nécessaires pour éviter au condensat tout contact prolongé avec l'atmosphère, car il est très oxydable et même inflammable.

Le creuset de tantale servant à la distillation est fermé à la partie supérieure par un bloc cylindrique de tungstène. Seule la partie inférieure du creuset est calorifugée et placée dans le champ inducteur. Après un dégazage prolongé la température est portée lentement à 1250° environ et maintenue à cette valeur 10 mn environ.

Le produit distillé (environ 20 % de la masse engagée) est blanc brillant, malléable.

Les diagrammes de Debye et Scherrer donnent seulement les raies de l'*ytterbium métallique cubique face centrée.* Les échantillons ont pu être refondus en atmosphère d'argon à la pression atmosphérique vers 900° C.

Dans certaines expériences le métal obtenu est friable et les diagrammes de rayons X donnent outre les raies de l'ytterbium métallique, celles d'un composé identifié comme étant du protoxyde d'ytterbium.

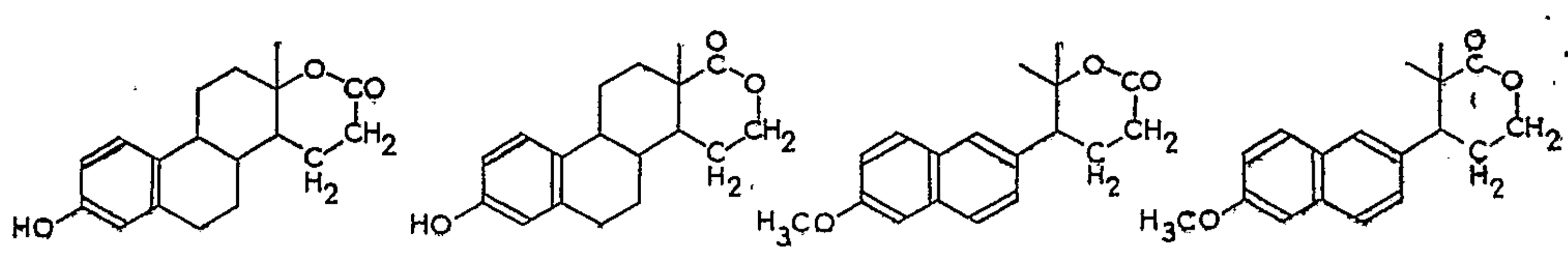
Les résultats concernant la séparation du samarium et de l'europium analogues à ceux obtenus pour l'ytterbium seront publiés prochainement.

(1) F. TROMBE, *Bull. Soc. Chim.*, 20, 1953, p. 1010.
(2) F. TROMBE, *Comptes rendus*, 206, 1938, p. 380.
(3) TROMBE et F. MAHN, *Comptes rendus*, 220, 1945, p. 778.
(4) DAANE DENNISON SPEDDING, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 2272.
(5) SPEDDING DAANE, *J. Metals*, 6, 1954, p. 504-510.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur une lactone correspondant à un isomère de la bis déhydrocœstrolactone.* Note de MM. **ALAIN HOREAU** et **JEAN JACQUES**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les auteurs décrivent la préparation (en dix étapes à partir de l'aldéhyde méthoxy-6 naphtoïque-2) de l'α.α-diméthyl β-(méthoxy-6 naphtyl-2) δ-valérolactone. Par une suite de transformations analogues, l'α.α-diméthyl β-phényl δ-valérolactone a également été obtenue à partir de l'acide α.α-diméthyl β-phénylglutarique.

Nous avons déjà justifié (1), l'intérêt que nous portions à certains dérivés naphtaléniques considérés comme des modèles ouverts des lactones obtenues par oxydation des 17-cétostéroïdes et des œstrogènes en particulier. Rappelons que si l'on admet la formule (I) pour l'œstrolactone F 347° (2), préparée par W. W. Westerfeld (3), puis par R. P. Jacobsen (4), à partir de l'œstrone, la formule (II) a pu être également un moment envisagée. Il n'est d'ailleurs pas exclu, d'après les résultats récents de Reichstein et coll. (5), que l'oxydation par les peracides d'un même 17-cétostéroïde puisse conduire simultanément aux composés isomères du type (I) et (II), dont la séparation peut être très difficile. Quoi qu'il en soit, après avoir préparé (1), la lactone naphtalénique (III) [analogue à (I)], nous décrivons dans cette Note la synthèse de la lactone (IV) [correspondant à (II)].

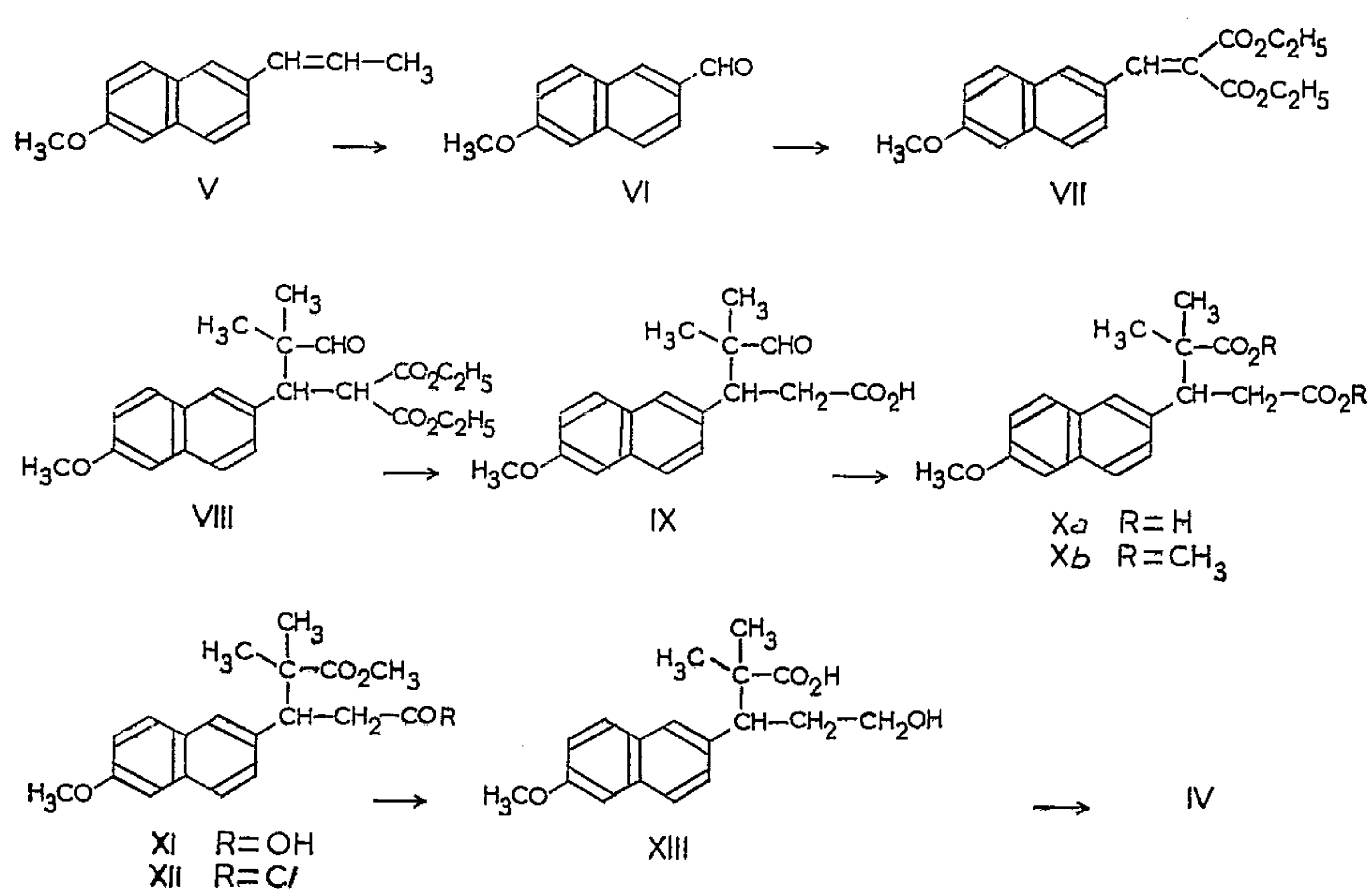


I II III IV

L'aldéhyde méthoxy-6 naphtoïque-2 (IV) (6), a été obtenu à partir du méthoxy-6 propényl-2 naphtalène (V) (1), soit par oxydation du glycol qui en dérive par réaction avec le tétracétate de plomb (1), soit, plus directement, en traitant l'oléfine elle-même par l'acide periodique en présence de traces d'acide osmique dans le dioxanne (7). Cet aldéhyde, condensé sur le malonate d'éthyle

en présence de pipéridine et d'acide méthoxy-6 naphtoïque-2 (dans le benzène à l'ébullition, en éliminant au fur et à mesure l'eau formée) fournit le méthoxy-6 naphtylidène-2 malonate d'éthyle (VII) ($C_{19}H_{20}O_5$) F 89-89°,5.

Ce malonate éthylénique réagit, soit en présence de triphénylméthyl sodium, soit d'amylate tertiaire de sodium, sur l'aldéhyde isobutyrique : le produit de cette condensation de Michael (VIII) n'a pas été isolé : il est saponifié directement et le diacide-aldéhyde résultant est décarboxylé par ébullition avec l'acide sulfurique dilué. L'acide-aldéhyde obtenu (IX) ($C_{18}H_{20}O_4$), F 178-180° est oxydé par le permanganate de potassium en diacide (X*a*), ($C_{18}H_{20}O_5$), F 209-210°. Celui-ci est estérifié par le diazométhane en diester (X*b*), ($C_{20}H_{24}O_5$), F 108-109°, lequel traité par un seul équivalent de soude méthanolique fournit l'ester acide (XI) ($C_{19}H_{22}O_5$), F 159°, la fonction ester rattachée au carbone tertiaire n'étant pratiquement pas saponifiée dans ces conditions.



Cet ester-acide (XI), en solution éthéro-benzénique est traité par le chlorure d'oxalyle en présence de pyridine. Le chlorure d'acide-ester formé (XII), sans autre purification est réduit par la quantité théorique de tritertiobutoxy-hydrure de lithium et d'aluminium, en solution dans le tétrahydrofuranne à 0° (on sait que ce réactif ne touche que la fonction chlorure d'acide et épargne, dans ces conditions, la fonction ester)[8]. L'hydroxy-acide intermédiaire (XIII) est facilement lactonisé par une courte ébullition en présence d'acide chlorhydrique aqueux. On obtient ainsi finalement la lactone (IV) ($C_{18}H_{20}O_5$), F 140-141°.

Nous avions préalablement mis au point cette série de réactions (avec éventuellement certaines variantes) à partir du benzal-malonate d'éthyle [9], matière plus accessible que (V). Nous décrivons sommairement quelques corps nouveaux préparés à cette occasion.

La condensation du benzal-malonate d'éthyle et de l'aldéhyde isobutyrique, selon Meerwein [10], conduit à l'acide α.α-diméthyl β-phénylglutarique (XIV*a*), F 171-172°), déjà connu depuis longtemps, par une suite de transformations analogues à celles qui permettent de passer de (VI*a*) à (IX*a*). Nous avons trouvé que l'iso-butyrate d'éthyle pouvait également être condensé sur le benzal-malonate d'éthyle en présence de triphénylméthyl sodium, ce qui permet, après saponification ménagée du produit de la réaction, puis décarboxylation, d'obtenir l'ester-acide (XIV*b*) ($C_{15}H_{20}O_4$), F 121-122°.

$$(CH_3)_2C{-}CO_2R \ \text{(lié à CH)} \quad C_6H_5{-}CH{-}CH_2{-}CO_2H$$

(XIV*a*) R = H

(XIV*b*) R = C_2H_5

$$(CH_3)_2C{-}CO_2CH_3 \ \text{(lié à CH)} \quad C_6H_5{-}CH{-}CH_2{-}COR$$

(XV*a*) R = —OH

(XV*b*) R = —OCH_3

(XV*c*) R = —S—CH_2—C_6H_5

$$(CH_3)_2C{-}CO_2H \ \text{(lié à CH)} \quad C_6H_5{-}CH{-}CH_2{-}CH_2OH$$

(XVI)

$$(CH_3)_2C{-}CO{-}O \ \text{(cycle : C lié à CH, O lié à } CH_2) \quad C_6H_5{-}CH{-}CH_2{-}CH_2$$

(XVII)

A partir du diacide (XIV*a*) nous avons préparé les composés suivants : (XV*b*) ($C_{15}H_{20}O_4$) F 58-59°; (XV*a*) ($C_{14}H_{18}O_4$) F 111-112°; (XV*c*) ($C_{21}H_{24}O_3S$) F 58-59°,5, ce thioester benzylique est réduit par le nickel de Raney en (XVI) ($C_{13}H_{18}O_3$) F 120°; et enfin (XVII) ($C_{13}H_{16}O_2$) F 81-82°.

(1) A. Horeau et J. Jacques, *Bull. Soc. Chim.*, 1954, p. 511.

(2) J. Jacques, A. Horeau et R. Courrier, *Comptes rendus*, 229, 1949, p. 321.

(3) *J. Biol. Chem.*, 143, 1942, p. 177.

(4) *J. Biol. Chem.*, 171, 1947, p. 61.

(5) A. Lardon, J. Schmidlin, A. Wettstein et T. Reichstein, *Helv. Chim. Acta*, 40, 1957, p. 662.

(6) A. Horeau et A. Ormancey, *Comptes rendus*, 236, 1953, p. 826.

(7) R. Pappo, D. S. Allen, R. U. Lemieux et W. S. Johnson, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 478.

(8) H. C. Brown et R. F. Mc Farlin, *J. Amer. Chem. Soc.*, 78, 1956, p. 252.

(9) *Org. Synthese*, *Coll.*, 3, p. 377.

(10) M. Meerwein, *J. prakt. chem.*, 116, 1927, p. 248.

(*Laboratoire de chimie organique des Hormones, Collège de France, Paris.*)

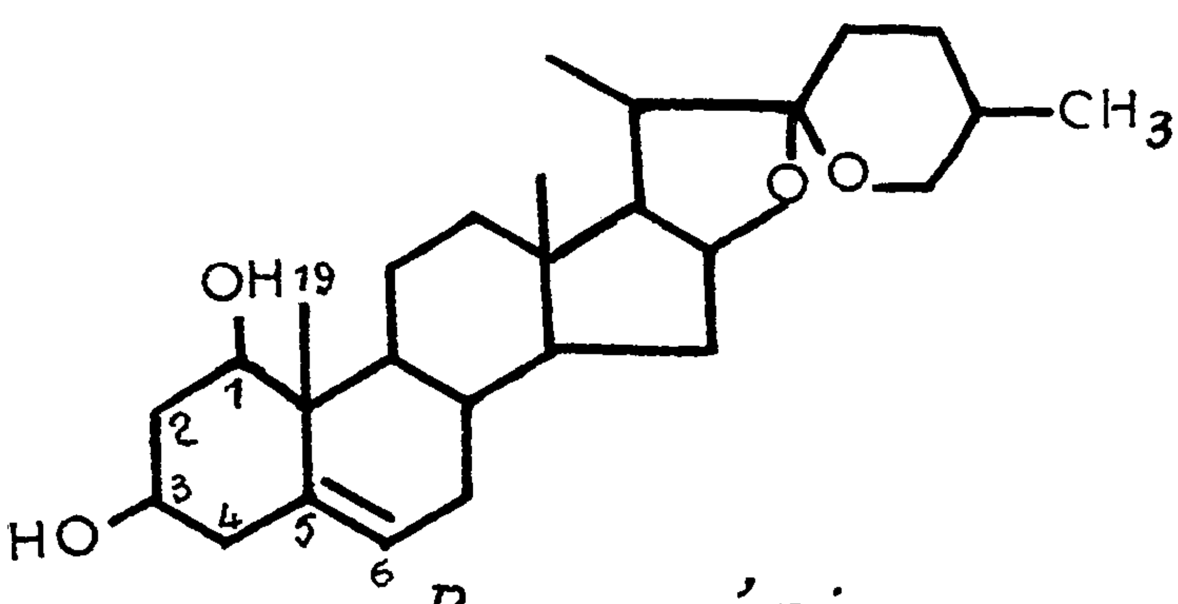
CHIMIE ORGANIQUE. — *Sur la constitution de la ruscogénine.* Note de M. **Henri Lapin**, présentée par M. Marcel Delépine.

La ruscogénine, par dégradation, fournit une hydroxy-Δ^5-prégnène ol-3 one-20; qui, oxydé selon Oppenauer, se transforme en Δ^1-progestérone. L'oxydation chromique du même prégnène conduit à une dicétone soluble dans les alcalis, c'est-à-dire une β-dicétone, confirmant la position du deuxième hydroxyle en 1. La ruscogénine est donc la 3β, 1β-dihydroxy 22*a*, 25L-spirosta 5-ène.

Dans un Mémoire antérieur [1], nous avons décrit l'isolement à partir des rhizomes du Petit Houx d'une nouvelle génine : la ruscogénine (F 205-210°, $[\alpha]_D - 127°$).

Après avoir démontré qu'il s'agissait de la diosgénine possédant un hydroxyle supplémentaire dans sa molécule, nous avons prouvé, par la dégradation de la génine jusqu'au prégnène correspondant, que cet hydroxyle supplémentaire se trouve sur le squelette cyclopentanophénanthrénique. Nous avons pu démontrer ensuite que cet hydroxyle ne peut se trouver qu'en position 1, 18 ou 19. C'est à cette dernière position en 19 que nous avions finalement conclu, un peu trop rapidement peut-être.

Tout récemment, Petrow [2] et ses collaborateurs, en comparant les spectres infrarouges des produits de dégradations de la ruscogénine avec celui de la Δ^1-progestérone ont abouti à la conclusion que le deuxième groupe hydroxyle de la ruscogénine ne se trouve pas en position 19, mais en position 1. Actuellement, nous nous rallions entièrement à cette opinion et nous détachons d'un travail en cours des preuves chimiques qui viennent confirmer la formule (*figure*).



Ruscogénine

Parmi les produits de dégradation de la ruscogénine, nous avons pu isoler notamment un dérivé dihydroxylé du Δ^5-prégnène one-20 (F 186-188°; $[\alpha]_D + 34°$: Analyse : $C_{21}H_{32}O_3$; calculé %, C 75,85, H 9,70; trouvé %,

C 75,77; H 9,65) et son diacétate F 160-162°; $[\alpha]^D + 54°$. Analyse : $C_{25}H_{36}O_5$, calculé %, C 72,07, H 8,71 ; trouvé %, C 72,07, H 9,12.

Nous avons essayé de transformer cette hydroxy Δ^5-prégnène-ol-3 one-20 en progestérone hydroxylée correspondante en utilisant la méthode d'Oppenauer. On récupère, après la réaction, une quantité non négligeable du produit inaltéré et un résidu huileux qui, après chromatographie sur alumine, fournit des cristaux en plaquettes transparentes F 150-151°; $[\alpha]_D + 131°$. L'analyse de cette substance montre que la molécule a perdu un atome d'oxygène et qu'il s'agit très vraisemblablement de la Δ^1-progestérone, conformément à l'opinion de Petrow. Le spectre ultraviolet de notre substance présente un maximum à 245 μ et le spectre infrarouge présente des bandes cétoniques à 5,86 et 5,98.

La Δ^1-progestérone authentique ([3]) F 151-152°; $[\alpha]_D + 120°$ dans l'alcool, a un spectre qui présente un maximum à 245 μ et son spectre infrarouge présente des bandes caractéristiques à 5,86 et 5,97 ([4]).

Il ne peut s'agir de la 19-nor-progestérone ([5]), comme aurait pu le suggérer le spectre voisin et la composition élémentaire correspondant à l'analyse; car le point de fusion du mélange de notre produit avec un échantillon de 19-nor-progestérone ([6]) accuse une dépression de plus de 25°.

Pour éviter la déshydratation qui accompagne la réaction d'Oppenauer nous avons effectué l'oxydation dans d'autres conditions :

1° l'oxydation par l'acide chromique dans des conditions déterminées pendant une durée de 30 mn fournit un dicéto-alcool-éthylénique F 198-203; $[\alpha]_D + 106°$; Analyse : $C_{21}H_{30}O_3$, calculé %, C 76,32, H 9,15; trouvé %, C 76,17, H 9,39. Il a pu être acétylé : F 154°; $[\alpha]_D + 73°,5$. Analyse : $C_{23}H_{32}O_4$, calculé %, C 74,15, H 8,66; trouvé %, C 73,95, H 8,80.

2° L'oxydation du céto-diol éthylénique, en solution acétonique diluée par une solution standard et en quantité calculée d'acide chromique, suivant la méthode de Djerassi ([7]), nous a fourni un dicéto-alcool identique au précédent ainsi que le démontre l'épreuve du mélange. Ce dicéto-alcool donne un précipité avec la digitonine et l'on peut admettre que l'hydroxyle en position 3 n'a pas été oxydé. Par contre, l'hydroxy-5 prégnène ol-3 one-20 soumis à l'oxydation, suivant la méthode de Djerassi, avec une quantité double d'acide chromique fournit une nouvelle substance dont l'analyse, les propriétés chimiques et le spectre infrarouge sont en accord avec une tricétone (l'essai d'acétylation est négatif) : F % 168-175°; $[\alpha]_D + 125°$. Analyse : $C_{21}H_{28}O_3$, calculé %, C 76,79, H 8,59; trouvé, C 76,60, H 8,67. Cette tricétone est soluble dans la soude aqueuse et elle est reprécipitée, inaltérée, de sa solution alcaline par l'acide acétique. Il s'agit donc très vraisemblablement d'une dicétone β et possédant un carbonyle supplémentaire en 20. Comme la position de l'un des oxygènes en 3 est fortement établie par la transformation de la ruscogénine mono-oxydée en diosgénine, la position 1 s'impose pour la deuxième fonction cétone.

Nous avions pu retenir provisoirement la position 19 pour l'un des hydroxyles

de la ruscogénine, car l'oxydation acétochromique ménagée de cette génine laissant intact l'hydroxyle en 3 nous avait fourni un alcool possédant un carbonyle supplémentaire, réduisant le réactif de Fehling et de Tollens et donnant avec le réactif de Schiff une réaction positive. On pouvait donc penser à un aldéhyde; cependant on sait que ces réactions ne sont pas toujours spécifiques dans la série des stéroïdes. Par ailleurs, une oxydation plus poussée fournissait un acide, ce qui concordait aussi avec la présence d'une fonction aldéhyde. Remarquons que la constitution, maintenant retenue, d'une dicétone β explique aussi parfaitement la formation d'acides par oxydation. Nos arguments chimiques viennent donc renforcer l'opinion de Petrow et l'on peut maintenant attribuer avec beaucoup de vraisemblance à la ruscogénine la formule d'une 3β, 1β-dihydroxy 22*a*, 25L-spirosta 5-ène. (La position β, attribuée à l'hydroxyle en 1, est basée sur la valeur de la rotation moléculaire.)

(1) H. Lapin et C. Sannié, *Bull. Soc. Chim.*, 1955, p. 1552.
(2) D. Burn, B. Ellis et V. Petrow, *Proc. Chem. Soc.*, 1957, p. 119.
(3) E. Vischer, C. Meystre et A. Wettstein, *Helv. Chim. Acta*, 38, 1955, p. 835.
(4) C. Djerassi, L. Miramontes et G. Rosenkranz, *J. Amer. Chem. Soc.*, 75, 1953, p. 4440.
(5) C. Djerassi, R. E. Engle et A. Bowers, *J. Org. Chem.*, 21, 1956, p. 1547.
(5) Nous n'avons pas pu faire de comparaison directe avec un échantillon authentique de Δ1-progestérone.
(6) Le professeur Djerassi a fourni cet échantillon.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation des ε-diamines.* Note de Mme **Suzanne Sannié** et M. **Pierre Fréon**, présentée par M. Marcel Delépine.

Les ε-diamines ont été obtenues à partir des ε-dioximes, par hydrogénation en présence de nickel de Raney, à la pression atmosphérique, ou au moyen de l'hydrure double de lithium et d'aluminium. Ces composés, pour la plupart inconnus, s'obtiennent ainsi aisément. Il faut, toutefois, noter que les rendements varient selon les dioximes de départ, les modes d'hydrogénations et les solvants utilisés.

Les ε-dicétones, facilement accessibles par l'action des dérivés organocadmiens sur le chlorure d'adipyle (I), donnent presque quantitativement les ε-dioximes, composés bien cristallisés, souvent assez peu solubles dans les solvants usuels :

$$\underset{\substack{\|\\ \mathrm{O}}}{\mathrm{R-C}}-(\mathrm{CH_2})_4-\underset{\substack{\|\\ \mathrm{O}}}{\mathrm{C-R}} \xrightarrow[+\mathrm{NH_2OH}]{} \underset{\substack{\|\\ \mathrm{NOH}}}{\mathrm{R-C}}-(\mathrm{CH_2})_4-\underset{\substack{\|\\ \mathrm{NOH}}}{\mathrm{C-R}}$$

L'hydrogénation de ces composés a été réalisée concuremment en présence de nickel de Raney, ou au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium.

$$\underset{\substack{\|\\ \mathrm{NOH}}}{\mathrm{R-C}}-(\mathrm{CH_2})_4-\underset{\substack{\|\\ \mathrm{NOH}}}{\mathrm{C-R}} \xrightarrow{+\mathrm{H_2}} \underset{\substack{|\\ \mathrm{NH_2}}}{\mathrm{R-CH}}-(\mathrm{CH_2})_4-\underset{\substack{|\\ \mathrm{NH_2}}}{\mathrm{CH-R}}$$

1° *Hydrogénation en présence de nickel de Raney.* — L'hydrogénation est effectuée sous la pression atmosphérique, la dioxime étant dissoute dans l'alcool, ou dans le tétrahydrofuranne, en tiédissant si la solubilité est faible.

L'absorption d'hydrogène s'arrête généralement après 2 à 3 h et n'est jamais quantitative.

Après filtration du nickel et évaporation du solvant, le produit huileux restant, d'odeur aminée, est dissous dans l'éther anhydre et saturé par un courant d'acide chlorhydrique sec.

Les chlorhydrates de diamines précipitent et sont recristallisés dans l'alcool. Ils donnent des résultats analytiques très corrects, (C, H, N, Cl), correspondant à la formule

$$R-CH(NH)_2-(CH_2)_4-CH(NH_2)-R,\ 2ClH.$$

2° *Hydrogénation au moyen de l'hydrure de lithium et d'aluminium.* — Les dioximes, dissoutes dans l'éther anhydre, ou dans le tétrahydrofuranne, sont versées dans une suspension d'hydrure de lithium dans le même solvant.

Après quelques heures d'ébullition à reflux, on traite par une solution aqueuse de sel de Seignette, puis extrait à l'éther. La chasse de l'éther abandonne une huile à odeur aminée, que l'on traite comme ci-dessus, pour passer au chlorhydrate.

Les différents résultats obtenus sont résumés dans le tableau ci-après, les rendements d'hydrogénation étant calculés sur les chlorhydrates de diamines cristallisés.

Préparation des ε-diamines.

$$\underset{\|\atop NOH}{R-C}-(CH_2)_4-\underset{\|\atop NOH}{C}-R \xrightarrow[+H_2]{} R-\underset{|\atop NH_2}{CH}-(CH_2)_4-\underset{|\atop NH_2}{CH}-R$$

R.	Préparation des ε-dioximes. Rdt (%).	F (°C).	Hydrogénation. Agent.	Solvant.	t (°C.)	Chlorhydrate de diamine. Rdt (%).	F (°C).	
C_2H_5	95	99	Ni	Alcool	18	35	290	(*a*)
			$LiAlH_4$	Éther	35	8	290	(*b*)
C_4H_9	99	115	Ni	Alcool	18	6	270	(*c*)
			Ni	Tétrahydrofuranne	18	25	270	(*d*)
			$LiAlH_4$	Éther	35	85	270	(*e*)
C_6H_5	90	230	La dioxime est insoluble dans les solvants usuels et n'a pas pu être hydrogénée dans ces conditions					(*f*)
$C_6H_5-CH_2-CH_2$.	85	168	Ni	Alcool	40/50	33	230	(*g*)
			Ni	Tétrahydrofuranne	18	0	230	(*h*)
			$LiAlH_4$	»	65	71	230	(*i*)

Conclusions. — Les ε-diamines, peuvent, généralement, être obtenues par hydrogénation des ε-dioximes, avec les deux méthodes employées utilisant soit le nickel de Raney, soit l'hydrure de lithium. Il faut toutefois noter que la faible solubilité des dioximes dans beaucoup de solvants constitue une difficulté. Celle-ci peut jouer contre l'une ou l'autre des deux techniques, selon que la dioxime choisie se trouve être peu soluble dans les solvants compatibles avec chacune d'elles. En particulier, l'une des dioximes mises en œuvre (*f*) n'a même donné aucun résultat, en raison de son insolubilité générale.

On peut résumer ainsi les principaux résultats :

1° Pour une même dioxime et une même méthode d'hydrogénation (nickel de Raney), le rendement peut varier beaucoup avec le solvant, sans qu'il soit possible de fixer de règle : c'est ainsi que le remplacement de l'alcool par le tétrahydrofuranne peut faire passer le rendement de 6 à 25 % : (*c*), (*d*), ou bien de 33 % à 0 : (*g*), (*h*).

2° Pour une dioxime donnée, le rendement peut être meilleur avec le nickel de Raney (35 %) qu'avec l'hydrure de lithium (8 %) : (*a*), (*b*), ou inversement : (*d*), (*e*) et (*g*), (*i*).

3° Dans le cas de l'emploi du nickel de Raney, les rendements oscillent, en général, autour de 25 à 35 % : (*a*), (*d*), (*g*).

4° Enfin, dans l'hydrogénation par l'hydrure de lithium, les rendements peuvent atteindre 70 à 85 % : (*c*), (*i*), et cette méthode constitue une excellente préparation des ε-diamines correspondantes, composés pour la plupart inconnus jusqu'ici.

(1) F. TATIBOUËT et P. FRÉON, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1231.

(*Laboratoire des Travaux pratiques de chimie générale, Faculté des Sciences*, 11, *rue Pierre-Curie, Paris*, 5e.)

RADIOCRISTALLOGRAPHIE. — *Sur la substitution de baryum par une terre rare dans l'hexaferrite* BaO, $6Fe_2O_3$. Note (*) de MM. **ANDRÉ DESCHAMPS** et **FÉLIX BERTAUT**, présentée par M. Charles Mauguin.

Il est possible de substituer les terres rares A = La, Pr, Nd, Sm, Eu au baryum dans le composé $BaFe_{12}O_{19}$ avec formation de $Ba_{1-x}A_x Fe_{12}O_{19}$. Les limites de solubilité sont respectivement x = 0,7, 0,4, 0,3, 0,1 et 0,1 à 1400° C. Les paramètres de la maille hexagonale et les rayons ioniques décroissent dans le même ordre.

La structure de BaO, $6Fe_2O_3$ est isomorphe de celle de la magnétoplumbite [(1) groupe d'espace $D_{6h}^4 - P6_3/mmc$)]. Elle peut être décrite grossièrement comme un empilement de blocs de spinelle, cimentés entre eux par des couches contenant le gros ion bivalent Ba. Lorsqu'on considère le réseau d'anions, tout se passe comme si Ba s'était substitué à un atome d'un

empilement compact d'oxygène. Plus précisément, Ba a 12 voisins d'oxygène dont six appartiennent à la catégorie $6h$ ($d = 2,95$ Å) et six autres appartiennent à la catégorie $12k$ ($d = 2,87$ Å). Les rayons ioniques de l'oxygène et de Ba sont d'ailleurs comparables. [$r(\mathrm{O}) = 1,32$ Å ; $r(\mathrm{Ba}) = 1,47$ Å].

Dans la pérovskite $BaTiO_3$, Ba a également 12 voisins d'oxygène. Or les terres rares (et Y) sont susceptibles de donner lieu à des pérovskites ABO_3 déformées (A, terre rare; B, élément de transition) [2]. Il nous a donc paru intéressant d'étudier dans quelle mesure il est possible ne substituer un ion de terre rare, trivalent, à Ba. On sait que dans les pérosvkites des terres rares ABO_3 la déformation croît lorsque le rayon de la terre décroît; parallèlement la coordination c'est-à-dire le nombre de voisins proches d'oxygène décroît [2], [3].

On peut alore s'attendre à ce que la substitution de Ba devienne d'autant plus difficile que l'ion substituant est plus petit. Les rayons des terres rares décroissent de 1,22 à 0,99 Å, lorsqu'on passe de La à Lu. La substitution de Ba par une terre rare doit donc s'accompagner d'une diminution des paramètres de la maille. Le tableau rassemble les résultats des mesures de paramètres, effectuées sur des réflexions à angles élevés [(4, 0, 14) et (3, 0, 18); radiation $K\alpha$ du fer]. Nous nous sommes aidés de la variation de la maille pour déterminer la limite de solubilité. Le graphique des paramètres a et c en fonction du pourcentage de terres rares substituées se compose, en effet, d'une droite décroissante dans le domaine de concentration où la substitution de Ba par la terre rare est possible et d'une horizontale, lorsque le pourcentage de terre rare dépasse la limite de solubilité. C'est leur intersection qui fournit la limite de solubilité.

Paramètres de $Ba_{1-x}A_xFe_{12}O_{19}$.

	A (c en Å).				A (a en Å).			
X.	La.	Pr.	Nd.	Sm, Eu.	La.	Pr.	Nd.	Sm, Eu
0......	23,182	23,182	23,182	23,182	5,889	5,889	5,889	5,889
0,05...	23,17	–	–	23,156	5,888	–	–	5,887
0,1....	23,162	23,15	23,138	23,125	5,888	5,8875	5,887	5,885
0,2....	23,13	23,122	23,112	–	5,887	5,8865	5,886	–
0,3....	23,113	23,091	23,068	–	5,886	5,885	5,885	–
0,4....	24,09	23,062	–	–	5,885	5,884	–	–
0,5....	23,07	–	–	–	5,884	–	–	–
0,6....	23,054	–	–	–	5,883	–	–	–
0,7....	23,03	–	–	–	5,8816	–	–	–
0,8....	–	–	–	–	–	–	–	–
0,9....	22,971	–	–	–	5,88	–	–	–
1......	22,958	–	–	–	5,879	–	–	–

Dans les conditions d'expérience, c'est-à-dire à 1400° C les limites de solubilité x dans $Ba_{1-x}A_xFe_{12}O_{19}$ décroissent dans la suite A = La, Pr, Nd, Sm, Eu comme $x = 0,7$, 0,4, 0,3, 0,1 et 0,1 respectivement; les rayons de

Goldschmidt sont 1,22, 1,16, 1,15, 1,13 et 1,13 Å respectivement. Un calcul aisé montre que les rayons moyens correspondant à la limite de solubilité $\bar{r} = x.r(\mathrm{A}) + (1 - x) r(\mathrm{Ba})$ ne sont pas constants, mais croissent

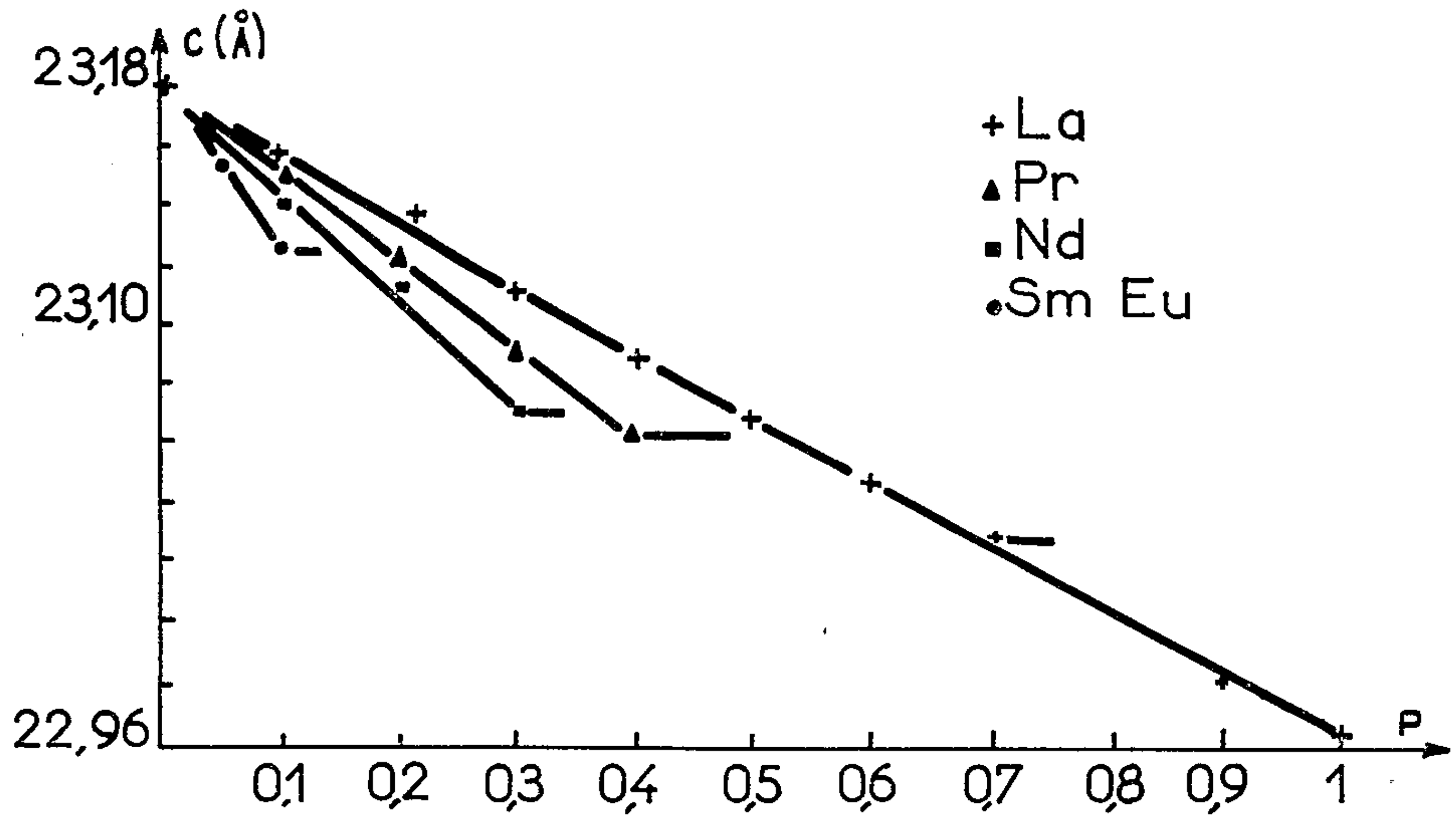


Fig. 1.

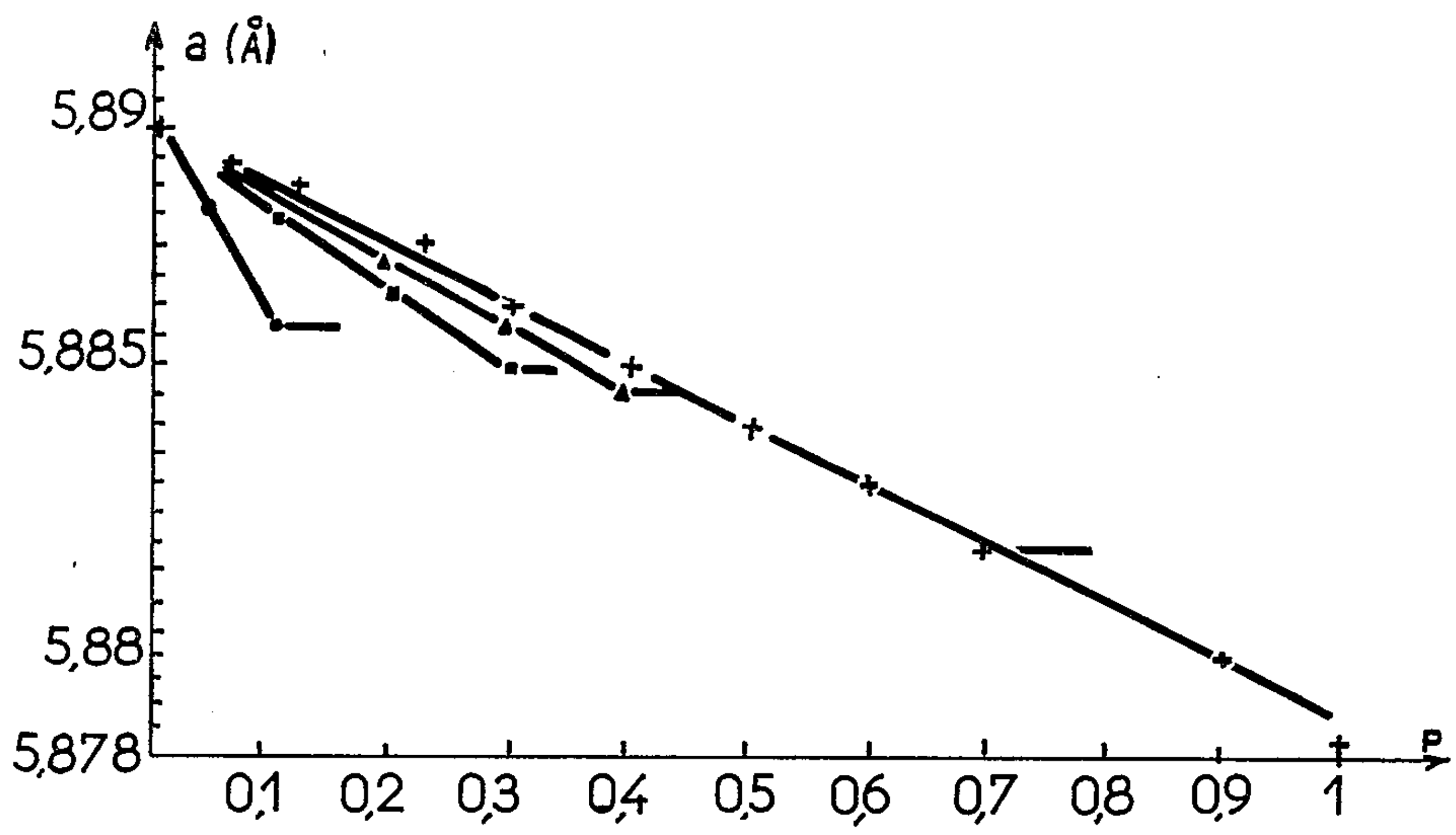


Fig. 2.

Les paramètres qui correspondent à la solubilité limite à 1400° C, sont indiqués par des barres horizontales.

lorsqu'on passe de La à Eu. On peut enterpréter le résultat en disant qu'à l'énergie libre s'ajoute un terme positif de déformation, fonction de la différence entre les rayons ioniques du baryum et du substituant A. Cela se traduit expérimentalement par les limites de solubilités observées et par la nécessité de longs recuits à température élevée.

Ce n'est qu'au four à induction et dans le seul cas de La qu'une substitution complète a été réalisée (*cf.* graphique; points $x = 0{,}9$ et $1{,}0$).

Nous avons implicitement admis que la substitution se fait atome par atome. Dans ce cas pour chaque atome A substitué un atome de fer trivalent doit devenir bivalent pour conserver l'équilibre électrostatique. D'autres mécanismes de substitution sont possibles, tels que la substitution de trois ions Ba^{2+} par deux ions A^{3+} avec formation d'un réseau lacunaire. Des mesuses de densité ne nous ont pas donné d'indication nette en faveur de l'une ou de l'autre hypothèse. Nous espérons que des mesures de saturation magnétique et de résistivité actuellement en cours pourront décider entre les deux hypothèses.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) V. ADELSKÖLD, *Ark, för Kem.*, *Min.*, 12A, n° 29, 1938.

(2) F. BERTAUT et F. FORRAT, *J. Phys. Rad.*, 17, 1956, p. 129-131; *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1219.

(3) S. GELLER, *J. Chem. Phys.*, 24, 1956, p. 1236-1239.

GÉOGRAPHIE PHYSIQUE. — *Sur l'évolution structurale et morphologique de la Syrie intérieure septentrionale.* Note (*) de M. **ÉTIENNE DE VAUMAS**, présentée par M. Charles Jacob.

La Syrie septentrionale, à l'Est du Djebel Ansarieh et du massif du Djebel Akra, est essentiellement formée par des plateaux et par des cuvettes. Celles-ci (plaine d'Idlib-Térib, cuvette d'Acharné, bassin de Homs) sont des plaines de remblaiement; ceux-là sont dus à des plissements et à des failles (plateau du Djebel Ala-Djebel Baricha, d'Idlib, du Djebel Zaoniyé), à des pénéplanations (plateau de Massiaf) ou à l'érosion différentielle (plateaux d'Abon Donhour, de Sélémiyé, de Hama).

La structure d'ensemble est très simple. Elle correspond à l'enfoncement lent des couches vers l'Est de telle sorte que les strates sont d'autant plus récentes qu'on avance plus dans cette direction.

L'évolution structurale et morphologique est cependant plus compliquée qu'elle ne semble au premier abord.

1° L'absence de dépôts nummulitiques depuis le Djebel Zaoniyé septentrional jusqu'à la Bekaa (1) montre que le socle syrien était très élevé en cet endroit au début du Tertiaire, soit que la transgression éocène ait seulement bordé ce nœud orographique, soit qu'elle l'ait recouvert pour voir ses dépôts déblayés par l'érosion dans la suite. L'existence d'une surface d'érosion anté-nummulitique (2) confirme bien en effet que cette région avait été très soulevée auparavant; l'absence de toute sédimentation vindobonienne montre également que cette situation a persisté longtemps.

Le Rhâb n'existait alors que sous la forme d'un berceau synclinal très haut perché entre le Djebel Ansarieh et le rebord du socle syrien qui devait atteindre une altitude avoisinant celle de cette montagne ([3]).

2° Au Pontien, une phase orogénique fait revivre les structures déjà apparues à la fin du Crétacé et au début du Tertiaire. Elle est suivie d'une pénéplanation générale que les laves pliocènes fossiliseront depuis le Djebel Helon jusqu'aux environs d'Alep. Les zones envahies par ces coulées basaltiques permettent de reconstituer les grands traits de la topographie pontienne dont elles ont suivi les parties basses.

Cette topographie était centrée sur le nœud orographique dont il a déjà été question. Deux grandes gouttières en descendaient : l'une vers le Sud correspondait à la Bekaa ([4]), l'autre vers le Nord-Nord-Est représentait la vallée du Proto-Oronte; la trouée de Hassié entre l'Anti-Liban et la dorsale palmyrénienne, la cuvette d'Acharué et le fossé du Rhâb ne pouvaient pas exister, sans quoi les coulées volcaniques les auraient empruntés.

Cette période se termine dans la région de Homs par un épisode lacustre.

3° Au Pliocène, structure et relief sont rajeunis par une nouvelle phase orogénique. Des venues basaltiques très puissantes se produisent le long de la fracture libano-syrienne à hauteur du Djebel Helon. Les laves submergent la pointe septentrionale du Liban, le Djebel Ansarieh méridional et une partie du Djebel Ansarieh central; dans la Syrie intérieure, elles entrent dans la Bekaa, mais s'avancent surtout en direction de la grande boucle actuelle de l'Euphrate. Elles fossilisent partout la topographie pontienne.

4° L'analyse de la surface de base de la nappe volcanique permet donc de détecter les mouvements postérieurs à sa mise en place, c'est-à-dire les déformations de la fin du Pliocène.

Ces déformations révèlent les grands accidents transversaux suivants : *a.* un ensellement bordant au Nord le Djebel Hass et le Djebel Chbeit (gouttière d'Alep et de Jabboul); *b.* une culmination passant par les deux plateaux précédents; *c.* un ensellement correspondant aux marais de Madek et de Kharaitch; *d.* une culmination traversant le Djebel Zaoniyé et le plateau d'Abon Donhour; *e.* un ensellement situé entre ce plateau et celui de Sèlémiyé; *f.* une culmination au Sud de ce dernier plateau; *g.* un ensellement sur l'emplacement de la portion de l'Oronte comprise entre Hama et Sèlémiyé, ensellement qui se prolonge par le plateau de Hama et par la cuvette d'Acharué; *h.* une culmination sur l'emplacement des buttes situées sur la rive gauche de l'Oronte; *i.* un grand ensellement enfin, correspondant à la trouée Homs-Tripoli, à la cuvette de Homs et à la trouée de Hassié.

5° Tous les accidents précédents sont orientés Ouest-Sud-Ouest-Est-

Nord-Est, sauf le cinquième (*e*) qui est Sud-Ouest-Nord-Est. Ils sont transversaux par rapport aux axes des grands plis de fond levantins. Ils commandent le relief : les culminations donnant les parties hautes de celui-ci, les ensellements ayant fixé les cours d'eau.

Une grande partie de la morphologie est donc en conformité avec les déformations structurales du Villafranchien. Une autre partie cependant a été évidée à ses dépens, c'est-à-dire aux dépens de la surface pontienne ou de sa couverture basaltique, reprises d'ailleurs l'une et l'autre par un épicycle postérieur.

a. Au Nord, le réseau hydrographique du Queiq a séparé le Djebel Hass et le Djebel Chbeit du plateau d'Abon-Donhour. Il a creusé la plaine d'Idlib-Térib dans les marnes du Vindobonien supérieur.

b. Au Centre, la craie sénonienne du plateau de Hama et du couloir de l'Oronte a donné naissance à un grand glacis qui a évolué en fonction du sommet de la pliure de Cheizat qui le sépare de la cuvette d'Acharué et qui correspondait au niveau du grand lac du Rhâb (lacustre inférieur).

Lorsque ce lac s'est vidé, l'Oronte s'est enfoncé en gorge dans le plateau pour se raccorder au nouveau niveau de base que formaient le petit lac du Rhâb (lacustre supérieur) et les marais actuels. Des terrasses ont été signalées par C. Voûte dans la gorge de l'Oronte ([5]), elles montrent que cet encaissement s'est fait par saccades.

c. Au Sud, la cuvette de Homs a connu de nouveau un ou des épisodes lacustres ([6]). Elle a été remblayée à un niveau supérieur à celui qu'atteint présentement la surface topographique (au moins au Sud du lac actuel). C'est en fonction du niveau de base de cet ancien lac qu'ont dû être modelés les immenses cônes rocheux qui forment la morphologie de la Bekaa septentrionale. Postérieurement à leur formation, la cuvette de Homs a été rattachée au drainage exoréique et déblayée en partie dans sa moitié méridionale ce qui a provoqué l'encaissement du Haut-Oronte dans la topographie morte de la Bekaa, formée par les anciens cônes rocheux.

Conclusions. — La structure de la Syrie septentrionale est particulièrement intéressante parce qu'elle permet de déceler de grands accidents transversaux qui sont de la fin du Pliocène. Sa morphologie ne l'est pas moins. Elle montre que subsistent les uns à côté des autres des reliefs qui sont d'âges différents : surface d'érosion pontienne retouchée au Pliocène, glacis et cônes rocheux remontant à la grande phase lacustre du Quaternaire, reprise actuelle de l'érosion qui se traduit par des gorges dont le travail ne fait ordinairement que commencer.

(*) Séance du 3 juin 1957.

([1]) Travaux de L. Dubestrel.

(2) *Surface d'érosion signalée déjà par* H. VAUTRIN (Notes et Mémoires, publiés sous la direction de L. DUBESTREL, II, p. 79, *fig.* 38, Paris, 1937).

(3) E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2946.

(4) E. DE VAUMAS, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1742; *La structure de la Bekaa*, Note complémentaire, *Bulletin de la Société de Géographie d'Égypte*, 29, 1956, p. 181-262 avec figures et planches.

(5) *Climate or tectonics? Some remarks on the evolution of the valley of the Orontes* (Nahr et Assi) *between Homs and the marshy plains of the Ghab* (Syria) (*Geologie en Mijnbouw*, n° 8, nouv. série, 17e Jaargang, p. 197-206, figures, 1955).

(6) Nous avons fait quelques observations seulement à ce sujet, mais nous avons bénéficié sur lui de renseignements donnés par M. W. J. Van Liere et à publier prochainement.

GÉOLOGIE. — *Age et signification des sols rouges méditerranéens en Provence.* Note de M. **EUGÈNE BONIFAY**, présentée par M. Pierre Pruvost.

En Provence occidentale, les sols rouges se sont formés, non seulement pendant les interglaciaires, y compris l'interglaciaire Riss-Würm, mais il en existe également qui datent du premier interstade würmien. Le sol rouge post-glaciaire y est très répandu, mais beaucoup moins développé que les précédents.

Si la présence, en régions méditerranéennes, de terres rouges de décalcification et de sols rouges d'altération est bien connue, l'âge de ces sédiments et leur signification pédologique sont souvent très imprécis. Tandis que certains auteurs considèrent ces formations comme étant toutes fossiles et datant au moins du Quaternaire ancien, d'autres les croient très récentes, post-glaciaires (1). Mes observations sur les terrains quaternaires en Provence confirment la différenciation d'un sol rouge récent, et apportent quelques précisions sur l'âge et la signification des formations rouges quaternaires. Dans ce qui va suivre, je réserverai le terme de « sol rouge » pour désigner des structures pédologiques anciennes ou récentes en place, tandis que ces mêmes formations remaniées seront appelées « terres rouges ».

1° La différenciation de sols rouges au Quaternaire ancien, jusqu'à la fin de l'interglaciaire Mindel-Riss, est à peu près unanimement admise. Dans la région de Marseille, un très bel exemple de sol rouge de cet âge est visible dans une des coupes de l'autoroute Est, près d'Aubagne (Bouches-du-Rhône) : des graviers fluviatiles sans doute d'âge mindelien, situés en fond de vallée, sont surmontés d'un sol rouge puissant (environ 1 m), lui-même recouvert par des graviers rissiens et würmiens.

2° L'interglaciaire Riss-Würm est, dans nos régions, une nouvelle période d'altération et de rubéfaction intenses. De beaux sols rouges attribuables à cette époque existent dans la région d'Aubagne (Bouches-du-Rhône), sur les coupes récemment mises au jour par les tranchées de l'autoroute Est

de Marseille, ainsi qu'à Sainte-Anne-d'Evenos, près de Toulon (Var). A Sainte-Anne-d'Evenos, le sol rouge riss-würm, puissant de 0,5 à 1 m, qui affecte des graviers rissiens contenant des industries préhistoriques [2], est très évolué et correspond sans doute à un climat chaud. Ce sol riss-würm se retrouve dans certains remplissages des grottes de Provence : à la grotte de Rigabe [près de Rians (Var)], et peut-être, plus au Nord, à la Baume des Peyrards (Vaucluse) [3].

3° Les premières répercussions climatiques de la glaciation würmienne dans nos régions se traduisent par un remaniement des sols rouges précédemment formés, qui donne de grandes masses d'éboulis et de dépôts de pentes colorés en rouge, très répandus dans toute la Provence calcaire et cristalline. Des terres rouges apportées par le ruissellement s'accumulent au bas des versants (limons rouges des Iles d'Hyères par exemple).

4° Le premier interstade würmien (Würm I-Würm II) permet un nouveau développement des sols d'altération et de la rubéfaction. Des sols rouges de cet âge sont bien datés, stratigraphiquement, en Basse-Provence : près de Marseille, les brèches rouges würmiennes contiennent vers leur tiers inférieur un sol épais de 0,30 à 0,50 m; à la Coudourière [près de Sanary (Var)], sur substratum métamorphique, un sol d'altération est aussi visible dans les brèches, transformé en sol panaché par l'installation (à la fin du premier interstade würmien), d'une forêt en climat humide (« sol à gley »). A Marseille, le sol rouge fossile passe souvent à des terres rouges remaniées et accumulées au bas des versants; leur puissance peut alors atteindre 1 m; elles sont très calcaires et en général associées à des blocs de calcaire dont les faces sont fortement corrodées.

Cette couche rouge du premier interstade würmien existe également dans le remplissage des grottes : à la grotte de Rigabe elle sépare deux nappes d'éboulis datées par des industries préhistoriques (Moustérien). Elle semble correspondre à une période de lessivage intense, donc humide, durant laquelle les actions chimiques de dissolution et de rubéfaction furent particulièrement efficaces. En Corse, près de Maccinaggio (Cap Corse), ce sol fossile est compris, comme en Provence, entre deux nappes de brèches rouges, le tout reposant sur une plage tyrrhénienne [4].

Au Würm II, ces actions semblent cesser assez rapidement et l'on a seulement la reprise, dans des éboulis ou des dépôts de pentes, des formations préexistantes. Il faut ensuite attendre les temps post-glaciaires pour les voir réapparaître.

5° La présence d'un sol rouge post-glaciaire est bien établie en Provence : on le voit sur de nombreuses coupes, et il affecte le plus souvent les éboulis de la fin du Würm, et quelquefois le lœss. Il est en général peu épais et peu évolué, mais peut donner des formes d'accumulation importantes : terres rouges et argiles rouges des grottes et des surfaces karstifiées (sur

calcaires), ou dans les parties basses des dépressions naturelles. Il semble, en Provence, que la différenciation de cet horizon rubéfié soit un peu plus tardive que dans les autres régions : je pense qu'il a dû se former au début de l'âge du Bronze, pendant lequel a régné passagèrement un climat plus humide ([5]). Dès la fin de l'âge du Bronze, et jusqu'à nos jours, se forme un sol brun qui, presque partout, surmonte l'horizon rubéfié devenu sub-fossile.

Nous voyons donc qu'en Provence, outre le sol rouge du Mindel-Riss, un important sol rouge marque l'interglaciaire Riss-Würm. A l'interstade Würm I-Würm II se différencie encore un important niveau altéré et rubéfié qui semble indiquer l'existence, à cette période, d'un climat tempéré et humide. Le sol rouge post-glaciaire, beaucoup moins évolué que les précédents, est cependant bien marqué et peut donner de grandes accumulations de terres rouges et d'argiles dans les bas-fonds ou les cavités naturelles; on peut le dater du début de l'âge du Bronze.

Ces résultats permettent quelques comparaisons avec ce qui est connu dans les régions voisines de la Provence : dans les Alpes ([6]) et dans les Pyrénées ([7]), les sols rouges cessent définitivement de se former à la fin du Mindel-Riss. Dans la région de Genève au contraire, le seul sol rouge existant est post-glaciaire, daté du Néolithique par A. Jayet. Entre ces deux cas extrêmes, il semble qu'il y ait en Italie, comme en Provence et en Corse, des couches rouges d'âge intermédiaire, du Riss-Würm et du Würm I-Würm II, ainsi qu'un sol rouge post-glaciaire.

([1]) Cabouat et P. Marcelin, *Bull. de la Soc. Languedocienne de Géographie*, t. 25, 1954, p. 1-8; A. Jayet et M. R. Sauter, *Bull. Inst. Nat. Genevois*, 56, 1953, p. 151-166.

([2]) E. Bonifay et H. de Lumley, *C. R. som. Soc. Géol. Fr.*, 1957, p. 49-51.

([3]) H. de Lumley, *Bull. Soc. d'Études des Sc. Nat. de Vaucluse*, 1957, p. 1-23.

([4]) F. Ottmann, *Thèse*, Paris, 1957.

([5]) E. Bonifay et R. Molinier, *Bull. Mus. Hist. Nat. de Marseille*, 15, 1955, p. 5-23.

([6]) F. Bourdier, *Session extraord. des Soc. Belges de Géol.*, Bruxelles, septembre 1946.

([7]) H. Alimen, *Bull. Soc. Géol. Fr.*, 4, fasc. 7-9, 1954, p. 609-620.

(Institut de Paléontologie Humaine, Paris.)

PALEOBOTANIQUE. — *Sur la genèse et l'émission des cordons vasculaires ligneux destinés aux feuilles chez* Sigillaria Bretoni *(P. B.) P. C.* Note de MM. **Paul Corsin** et **Yves Lemoigne**, présentée par M. Louis Blaringhem.

Le cordon vasculaire ligneux foliaire de *Sigillaria Bretoni* se forme uniquement aux dépens du protoxylème et du métaxylème de la stèle de la tige. On peut découper la couronne de bois de première formation de la tige en « unités vasculaires ligneuses foliaires » qui agissent indépendamment dans la genèse de ces cordons et à partir desquelles se fait l'élaboration du système vasculaire ligneux de la feuille.

Dans une Note précédente [1] nous avons donné les caractéristiques anatomiques de la tige de *Sigillaria Bretoni*; nous esquisserons ici les résultats de l'étude de la genèse et de l'émission du cordon vasculaire ligneux foliaire.

Ces cordons (en section transversale trace foliaire) se forment aux dépens du protoxylème et du métaxylème du cylindre ligneux central dans le fond des sinus (convexité tournée vers l'intérieur) de la surface externe de l'anneau de bois de première formation.

A. *État du sinus au « repos ».* — Le protoxylème tapisse tout le pourtour du sinus et des dents voisines, sauf les extrémités de ces dernières où le métaxylème est en contact direct avec le deutéroxylème. Le métaxylème du fond du sinus n'a pas encore commencé à proliférer.

B. *Genèse du cordon vasculaire ligneux foliaire.* — C'est le protoxylème qui entre d'abord en action : il se forme un pointement de part et d'autre du sinus aux points de rencontre de l'axe de la sinusoïde avec l'étroite bande de trachées. Ces deux pôles (lame tangentielle d'Hagène) sont symétriques par rapport à l'axe du sinus et orientés vers le fond de celui-ci. A un niveau plus élevé, dans la tige, les pointements se développent, tandis qu'au fond du sinus il apparaît un petit massif, allongé tangentiellement, de trachéides issus du métaxylème. Puis les deux pôles rejoignent bientôt ce massif qui a augmenté de volume. A ce stade, et en coupe transversale, le cordon vasculaire ligneux foliaire se présente sous la forme d'une ellipse à allongement transversal avec les trachées (protoxylème) aux extrémités du grand axe, il est donc muni de deux pôles situés latéralement. Ensuite les lames tangentielles continuent leur progression vers l'axe du sinus, ainsi que les deux pôles se rapprochent l'un de l'autre du côté extérieur de la masse de métaxylème destinée à la sortie. Vu dans l'espace, le cordon vasculaire ligneux foliaire se plie en gouttière.

C. *Aspect définitif du cordon vasculaire ligneux foliaire.* — Les deux pôles se sont rejoints et réunis au niveau de l'axe du sinus. En section transversale le cordon vasculaire, placé symétriquement au fond du sinus, apparaît sous la forme d'un secteur de cercle dont la pointe, dirigée vers l'extérieur, est occupée par les trachées de petite taille tandis que les trachéides les plus gros sont en contact avec le métaxylème de la stèle sans l'interposition de protoxylème; puis il devient presque semi-circulaire. A ce stade le cordon vasculaire ligneux sortant, toujours symétrique par rapport à l'axe du sinus, est unipolaire et à contours arrondis.

D. *Cordon vasculaire ligneux sortant dans le deutéroxylème.* — C'est alors que dans l'axe du sinus, en face du pôle du faisceau sortant, apparaissent dans le deutéroxylème deux files de cellules sub-carrées à parois très fines et de nature parenchymateuse. Le cordon ligneux s'engage entre ces deux lames unistratifiées d'éléments parenchymateux et traverse le deuté-

roxylème sensiblement horizontalement (en section transversale il se présente coupé dans le sens longitudinal). Ainsi il n'y aurait pas chez *Sig. Bretoni* de rayons médullaires de deuxième formation, mais ces pseudo-rayons seraient liés à l'émission du cordon ligneux sortant.

E. *Cordon vasculaire dans les tissus extérieurs au deutéroxylème.* — Dès sa sortie du deutéroxylème le cordon vasculaire s'élève verticalement et il reste, pendant une partie de son trajet, accolé à la stèle ligneuse avant de traverser les tissus corticaux pour aller dans la feuille qui est située sur une côte de la surface de la tige. Il conserve sa forme sensiblement semi-circulaire, avec un seul pôle médian du côté extérieur, durant toute la traversée de l'écorce et du liège.

F. *Sur l'unité vasculaire ligneuse de la stèle.* — Nous avons remarqué que seul le bois de première formation participe à la genèse du système vasculaire ligneux de la feuille : en effet, ce dernier apparaît au fond d'un sinus et met en jeu deux massifs de protoxylème situés latéralement dans ce sinus, ainsi que le métaxylème sous-jacent à ce même sinus. Il apparaît donc que, dans une coupe transversale de la tige, l'anneau de bois de première formation pourrait être découpé en autant de secteurs qu'il y a de sinus, les rayons qui limitent ces secteurs passant par le sommet des dents. Ainsi une « unité vasculaire ligneuse de la stèle » comprendrait, dans une coupe transversale, tout le secteur de bois de première formation limité par deux rayons partant du centre de la tige et passant par les sommets de deux dents consécutives. Autrement dit, elle comprendrait tous les trachéides correspondant à un sinus et les deux demi-dents qui lui sont adjacentes ainsi que les trachées tapissant la sinusoïde et interrompues au sommet de chaque dent.

L'unité vasculaire ligneuse de la stèle, que nous venons de définir, correspond à une observation dans un plan. Pour un observateur dans l'espace, nous définirons cette unité comme la portion du cylindre de bois de première formation (protoxylème et métaxylème) limitée d'une part, latéralement par les plans médiateurs de deux côtes consécutives et, d'autre part, horizontalement par les plans parallèles passant par deux niveaux successifs de repos du sinus correspondant.

G. *Système ligneux de la feuille.* — Il correspond au cordon vasculaire ligneux foliaire depuis le début de sa genèse jusqu'à son individualisation dans la feuille.

H. *Unité vasculaire ligneuse d'une feuille.* — Il s'ensuit que l' « unité vasculaire ligneuse d'une feuille » se définit comme l'ensemble de l'unité vasculaire ligneuse de la stèle et du système ligneux foliaire qui lui correspond.

Le cylindre de bois de première formation résulterait de la coalescence de l'ensemble des unités vasculaires ligneuses foliaires.

Le bois de deuxième formation n'est nullement lié au système vasculaire de la feuille, il correspond uniquement à l'accroissement en diamètre de la tige et serait donc essentiellement de nature caulinaire.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2959.

CHIMIE VÉGÉTALE. — *Sur la présence dans les graines de moutarde noire, de colza et de navette d'un enzyme qui possède une action destructrice sur les sénevols.* Note de M. **Émile André** et Mme **Marie Durou-Carbouères**, présentée par M. Marcel Delépine.

Au cours de nos recherches sur les essences sulfurées des graines de crucifères, nous avons constaté que les solutions aqueuses de sénevols abandonnées à elles-mêmes dans l'obscurité, deviennent opalescentes et que leur teneur en sénevol diminue en fonction du temps.

Pour continuer l'étude de l'enzyme destructeur des sénevols dont nous avons reconnu l'existence dans diverses graines de colza et de moutarde (1) nous avons essayé d'utiliser comme matière première des solutions aqueuses de sénevols au lieu et place des graines broyées.

Nous avons pour cela :

1° déterminé la solubilité dans l'eau des divers échantillons de sénevols que nous avions en notre possession. Les données numériques que nous avions pu recueillir à ce sujet étaient très divergentes;

2° nous avons étudié l'évolution en fonction du temps de la teneur en sénevol de solutions aqueuses saturées préparées par nos soins;

3° enfin, nous avons recherché quelle pouvait être l'action du ferment destructeur sur de telles solutions.

Nous donnons ci-après sous forme de tableaux les résultats obtenus pour les deux premiers points de cette étude.

1° *Solubilité dans l'eau à 20° de quelques sénevols :*

Résultats en grammes par litre (2).

	Produit	
	naturel.	de synthèse.
Allylsénevol	1,24	1,20
3-buténylsénevol	0,46	–
4-penténylsénevol	0,16	–
Phényléthylsénevol	0,11	–

2° *Évolution en fonction du temps des solutions aqueuses saturées de sénevols :*

Sénevols.	Teneur en grammes par litre. Au départ.	Après un mois.	deux mois	trois mois.	Perte de la quantité initiale de sénevol après trois mois (%).
Allyl	1,24	1,03	0,45	0,32	75
3-butényl	0,46	0,33	0,14	0,05	90
4-pentényl	0,15	0,14	0,04	$<$0,01	94
Phényléthyl	0,10	0,10	0,03	$<$0,01	90

3° Dans le but d'établir quelle serait l'action d'un macéré fermentaire de graines de moutarde noire, de colza ou de navette sur de semblables solutions, nous avons réalisé les expériences suivantes :

On prépare un macéré fermentaire en plaçant 25 g de graines finement broyées à étudier dans 200 ml d'eau. On laisse macérer le tout pendant 24 h; on filtre et ajoute ensuite la quantité de solution saturée de sénevol nécessaire pour obtenir un litre de préparation, dont on détermine immédiatement la teneur en allylisothiocyanate (avant toute action du ferment). D'autre part, on prépare une solution aqueuse contenant exactement la même quantité de sénevol.

Nous pouvions ainsi en comparant l'évolution en fonction du temps de la teneur en sénevol de ces deux liquides apprécier l'action du ferment contenu dans le macéré fermentaire.

Voici, à titre d'exemple, quelle a été l'action d'un macéré fermentaire de graines de moutarde noire sur une solution d'allylsénevol.

Temps en jours.	Allylsénevol par litre. Solution sans ferment.	avec ferment.	Décomposition (%) de la quantité initiale de sénevol. Solution sans ferment.	avec ferment.
Au départ	0,91	0,91	–	–
1	0,91	0,85	0	6,5
2	0,91	0,80	0	12,0
5	0,91	0,72	0	20,8
8	0,85	0,64	6,5	29,6
12	0,82	0,52	9,1	42,7
16	0,80	0,50	12,1	45,0
19	0,80	0,50	12,2	45,0
23	0,78	0,49	14,2	46,1

On voit d'après le tableau précédent que la présence de ferment apporté par les graines de moutarde noire a grandement accéléré la vitesse de destruction du sénevol. Cette destruction déjà sensible après 24 h se ralentit ensuite.

Nous apportons donc la preuve que l'enzyme destructeur agit en accélérant la destruction du sénevol par l'eau.

Nous dirons seulement ici que les macérés fermentaires de graines de colza et ceux de graines de navette agissent de façon semblable nous proposant de donner par la suite dans un autre recueil des détails complémentaires.

Il restait enfin à déterminer le processus chimique de cette disparition des sénevols.

Nous avons pensé que l'opalescence qui apparaît dans les solutions aqueuses de sénevols pouvait être due à du soufre, la décomposition se produisant d'après la réaction déjà connue qu'on peut schématiser par

$$R-N=C=S \rightarrow R-C\equiv N + S.$$

Pour en apporter la preuve nous avons abandonné à l'obscurité 3 l d'une solution d'allylsénevol de titre connu. Après quatre mois, on titre le sénevol restant, puis on filtre soigneusement la solution pour recueillir le dépôt formé.

Le poids du précipité ainsi recueilli correspond à la quantité de soufre libéré d'après la réaction ci-dessus par le sénevol disparu. De plus, un dosage effectué sur ce précipité donne comme résultat 95,3 % de soufre. En conséquence, nous nous croyons autorisés à admettre, comme première conclusion, que l'enzyme existant dans certaines graines de crucifères à huile qui provoque la destruction des sénevols les détruit en donnant naissance au nitrile correspondant et à du soufre.

Un fait depuis longtemps signalé et confirmé à plusieurs reprises par MM. E. André et P. Delaveau (2) vient étayer cette conclusion. Lors de l'étude que ces derniers auteurs ont faite des essences de crucifères ils ont constaté qu'on trouvait toujours une quantité non négligeable de nitriles dans les fractions de tête provenant de la distillation de ces essences.

En résumé, nous avons montré que l'enzyme destructeur des sénevols, dont nous avions antérieurement signalé l'existence, accélère une réaction de désulfuration qui se produit beaucoup plus lentement par action de l'eau seule. Nous proposons de donner à cet enzyme le nom de « désulfurase » des sénevols.

(1) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1274; 240, 1955, p. 1468; 244, 1957, p. 2546.

(2) Les sénevols que nous appelons « naturels » ont été préparés au laboratoire, *voir* E. André et P. Delaveau, *Ann. Agron.*, série E, 1953, n° 3, p. 193-208 et n° 4, p. 243-263.

CHIMIE AGRICOLE. — *Diverses formes d'adsorption du potassium échangeable dans le sol.* Note (*) de M. **Robert Blanchet**, transmise par M. Maurice Lemoigne.

Des travaux antérieurs ont montré que le potassium est retenu à l'état échangeable par le complexe colloïdal des sols, selon un mécanisme d'adsor-

ption ([1]), ([2]). Toutefois, l'extraction de ce potassium par des solutions acides diversement concentrées indique que le déplacement des ions K^+ par les ions H^+ n'est pas une fonction simple du pouvoir d'échange de la solution ([3]), laissant ainsi prévoir divers modes d'adsorption. Le déplacement du potassium par des solutions dont le pouvoir d'échange est constant et identique à celui de la solution du sol en place permet de mettre en évidence ces divers modes d'adsorption.

TECHNIQUE. — Les essais ont porté sur des prélèvements successifs d'un sol de limon régulièrement enrichi en place depuis 1929 par des apports annuels d'engrais potassiques, et laissé sans culture. Les teneurs en K échangeable. déterminées par épuisement avec une solution normale et neutre d'acétate d'ammonium, varient largement : 0,06 ‰ en 1929 à 0,35 ‰ en 1955.

Ce potassium a été progressivement extrait en plaçant au contact d'un poids donné de terre des volumes croissants d'une solution de même pouvoir d'échange que la solution du sol en place (mêmes pH et concentrations en ions Ca^{++} et Mg^{++}). Cette solution, contenant 200 mg de Ca et 15 mg de Mg par litre, était préparée à partir d'acétates de calcium et de magnésium, et légèrement acidifiée par l'acide acétique jusqu'à pH 5,9 (pH de la solution du sol). Les rapports sol/solution ainsi réalisés ont varié entre 1/0,66 et 1/200, soit, par gramme de sol, 0,66 à 200 ml de solution.

A chacun de ces rapports sol/solution correspondent à l'équilibre une concentration en potassium c de la solution, et l'extraction d'une quantité définie q de K échangeable. Connaissant la teneur Q en K échangeable total, on en déduit la quantité restante r :

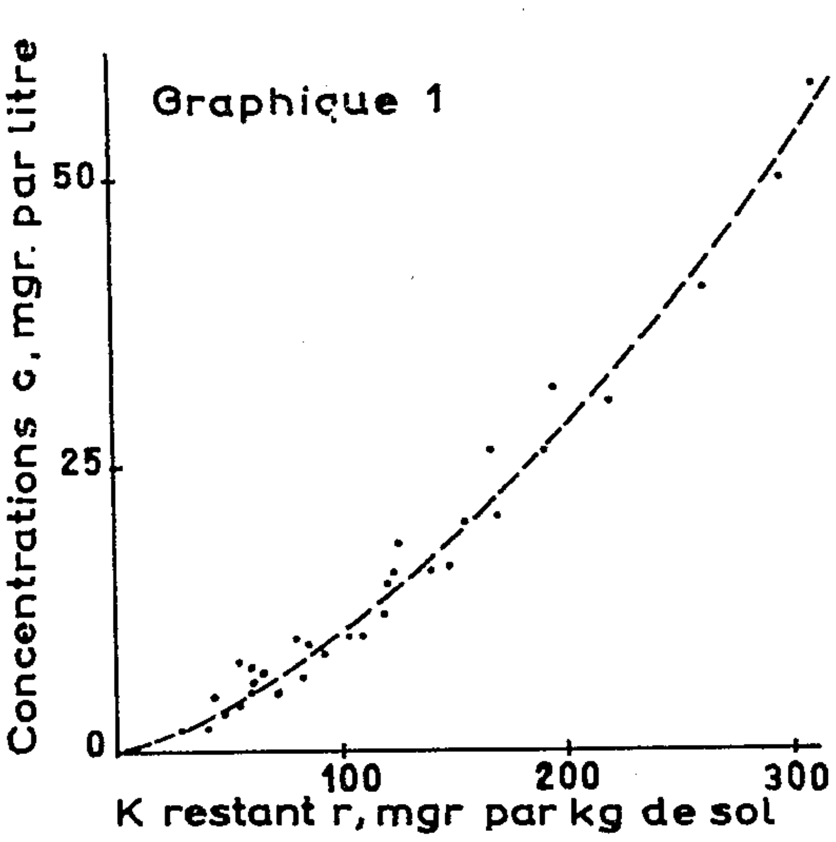
$$r = Q - q,$$

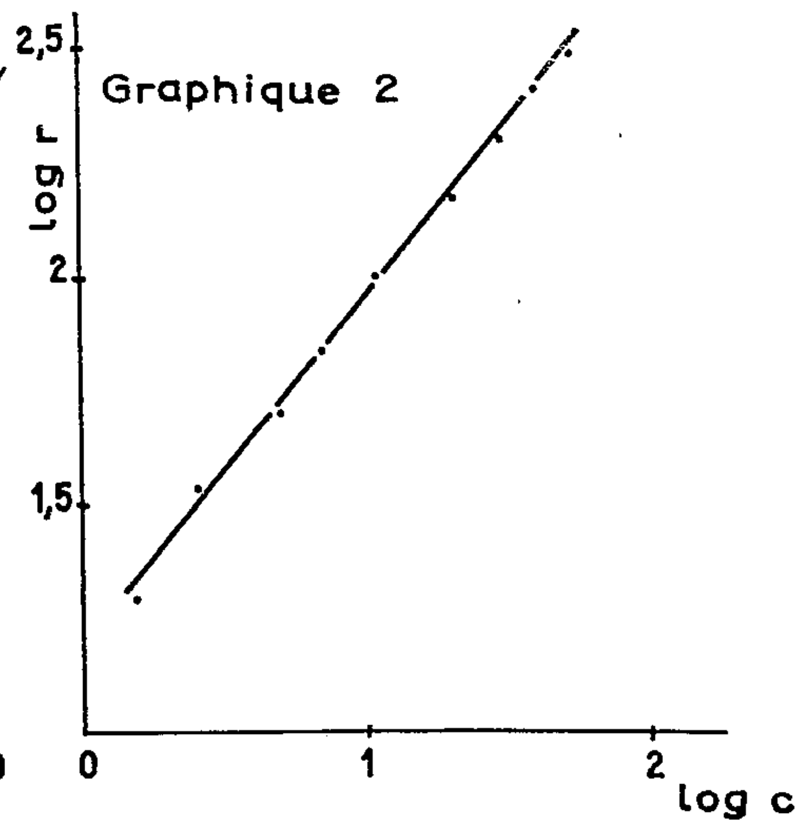
RÉSULTATS. — 1° *Ensemble des sols diversemement enrichis.* — La figure 1 représente les résultats obtenus aux divers rapports sol/solution pour l'ensemble des sols diversement enrichis; les concentrations d'équilibre c sont portées en fonction des teneurs r en potassium échangeable restant. L'ensemble des valeurs détermine bien une courbe moyenne. Il existe donc un équilibre bien défini, pour le sol considéré, entre une quantité donnée de K fixé à l'état échangeable, et la concentration de la solution en équilibre avec le sol, lorsque le pouvoir d'échange de celle-ci reste constant. En représentant en coordonnées logarithmiques ($\log r$ en fonction de $\log c$) les valeurs correspondant à la courbe moyenne, on obtient une droite (*fig.* 2), conformément à la loi d'adsorption de Freundlich, qui s'écrit ici

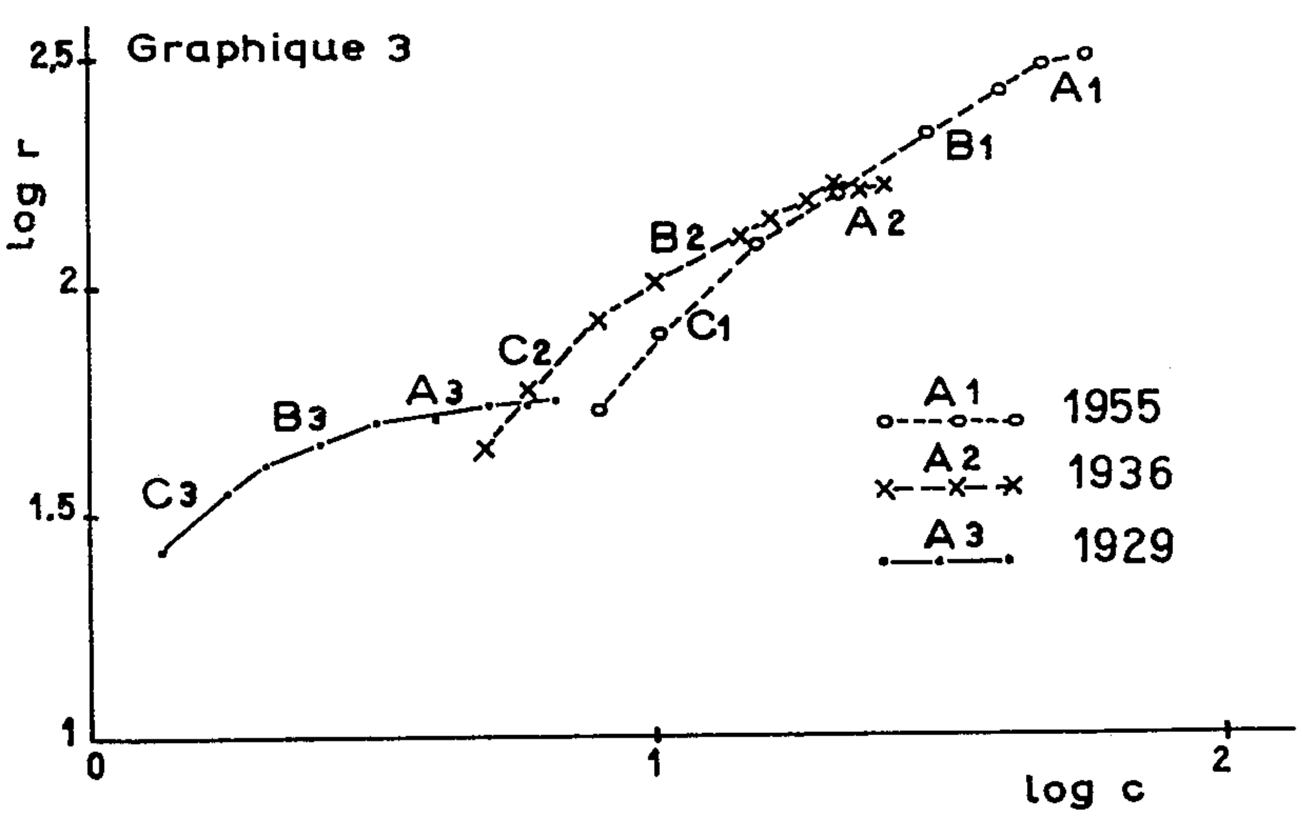
$$r = 15,5\, C^{0,76},$$

r et c étant exprimés respectivement en milligrammes K par kilogramme de sol et en milligrammes K par litre de solution. L'enrichissement global de ce sol en potassium échangeable, grâce aux engrais apportés entre 1929 et 1955, s'est donc bien réalisé par adsorption des ions K^+ sur le complexe colloïdal.

2° *Détail de chacun des prélèvements.* — Si l'on effectue la même représentation logarithmique à partir des résultats relatifs à chacun des prélèvements considérés isolément, on n'obtient pas pour chacun d'eux une seule droite, mais une ligne brisée comprenant trois segments de droites d'équations diffé-







rentes (*fig.* 3). Ces segments ont été appelés A, B et C. La pente du segment A est très faible : à une forte diminution de la concentration d'équilibre correspond une faible extraction de potassium. Dans les segments B et C, de pentes plus grandes, l'extraction s'effectue avec des variations moindres de la concentration des solutions.

Le tableau suivant précise ces observations. Il indique, en valeurs absolues, les quantités de potassium Δr correspondant à chacun des segments, ainsi que la variation Δc de la concentration d'équilibre au cours de l'extraction. De

même que la pente des droites; le rapport $\Delta c/\Delta r$ est un indice de la rapidité avec laquelle la solution d'équilibre se dilue au fur et à mesure de l'épuisement.

Année du prélèvement.	Segment A. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.	Segment B. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.	Segment C. Δc.	Δr.	$\frac{\Delta c}{\Delta r}$.
1929......	3,8	7,5	0,51	1,2	10	0,12	0,7	16	0,044
1932......	8	15	0,53	4,5	27	0,17	3	39	0,077
1936......	7,6	15	0,51	8,4	47	0,18	5	60	0,083
1943......	9,5	13	0,73	10,5	65	0,16	7,4	77	0,096
1955......	8	16	0,5	35	172	0,20	9	95	0,095

L'enrichissement se traduit surtout par une augmentation des quantités de potassium fixées en B et C. Les plantes s'alimentent essentiellement dans le sol à partir du potassium A, qui entretient les plus fortes concentrations de la solution du sol. Il importe donc de renouveler ce stock A par des fumures annuelles, au fur et à mesure de sa disparition.

(*) Séance du 3 juin 1957.

(1) L. WIKLANDER, in *Chemistry of the soil*, Reinhold Publishing Corporation, New-York, 1955, p. 107.

(2) C. KRISHNAMOORTHY et R. OVERSTREET, *Soil Sc.*, 69, 1950, p. 41.

(3) R. CHAMINADE, *Ann. Agro.*, 5, 1934, p. 626; 6, 1934, p. 781.

(*Centre national de Recherches agronomiques, Versailles, Station centrale d'agronomie. I. N. R. A.*)

MORPHOGENÈSE. — *Étude expérimentale des potentialités morphogènes des diverses régions du blastème de l'uretère primaire (Amphibiens anoures)*. Note de MM. **Roger Cambar** et **Jean-Daniel Gipouloux**, présentée par M. Maurice Caullery.

Au début de son allongement vers le rectum, le blastème de l'uretère primaire est constitué par un cordon cellulaire massif, terminé par une courte et étroite traînée de cellules non cohérentes (cellules dites sub-blastématiques). Nous avons démontré que ces dernières (1), au nombre de 50-60, participent très activement à l'allongement de l'uretère primaire, puis à l'édification de la partie postérieure de ce conduit. En outre, il nous est apparu que les potentialités morphogènes des cellules blastématiques s'affaiblissaient graduellement, depuis l'extrémité libre (postérieure) du blastème jusqu'à sa base (antérieure). Les diverses régions du blastème de l'uretère primaire devraient donc apporter une contribution quantitative différente à l'édification du conduit. Le présent travail apporte la vérification expérimentale de cette hypothèse.

Matériel et méthode. — Nous utilisons des embryons de Crapaud commun (*Bufo bufo* L.), au stade III_1 (taille : 3,5 mm) [2]. Le blastème urétéral mesure alors 600 μ de longueur environ. Les cellules sub-blastématiques précédant le blastème compact s'étendent sur 100 μ environ.

Nous avons pratiqué d'abord l'ablation totale du blastème urétéral (à l'exception des cellules sub-blastématiques) (*type A*), ensuite, des ablations partielles de ce blastème en laissant intactes, en situation variée, des portions d'importance inégale du blastème compact : 1/6e du blastème (*type F*), 1/3 du blastème (*types B, C* et *E*), 2/3 du blastème (*type D*). Dans tous les cas (*type C* excepté) les cellules sub-blastématiques ont été conservées (*voir* schémas).

Les opérations sont effectuées d'un seul côté de l'embryon. Le pronéphros correspondant est enlevé, afin d'éviter les troubles d'hydronéphrose.

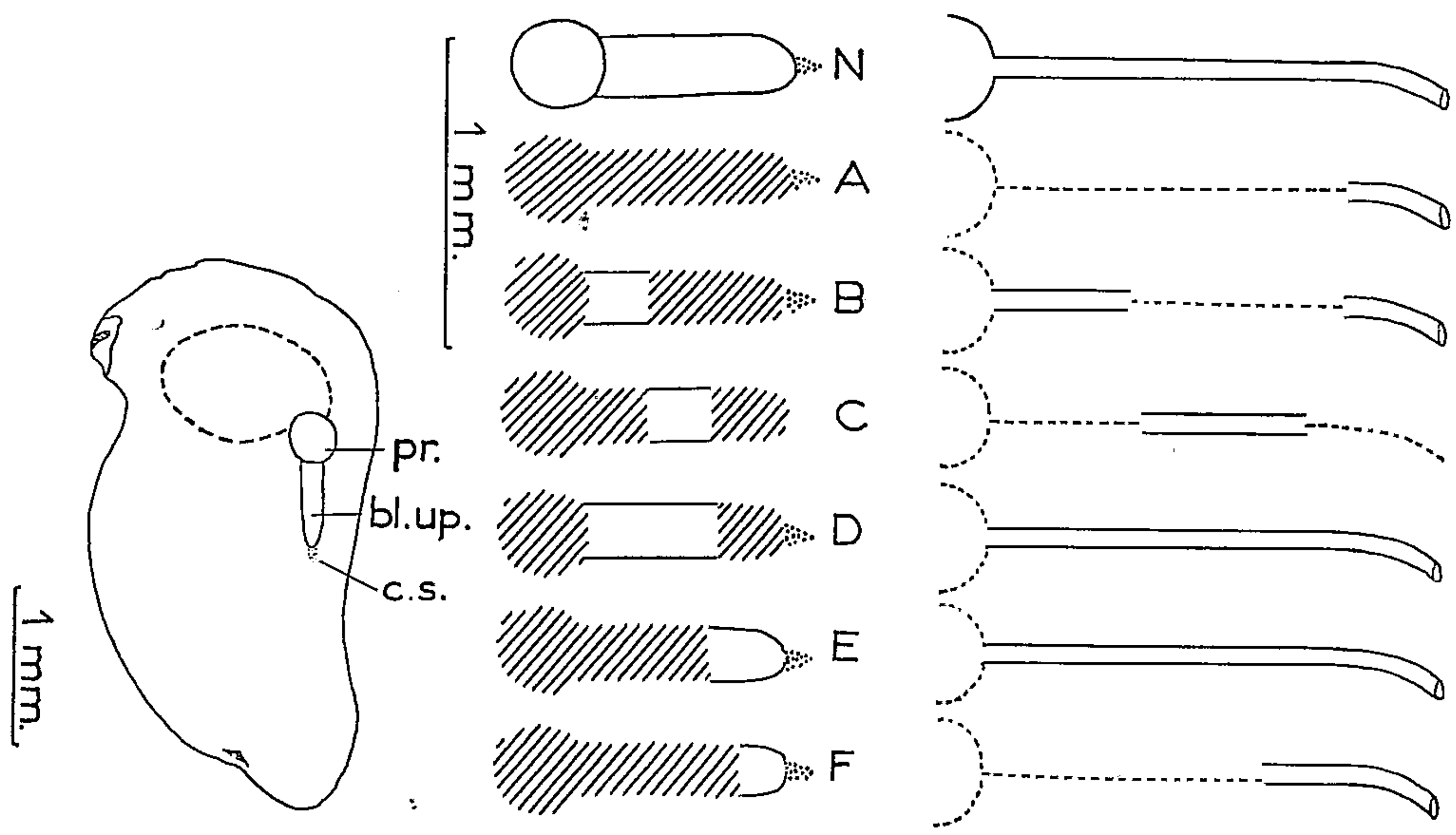
Résultats. — Précisons qu'il a déjà été démontré que le développement normal de l'uretère primaire n'est pas perturbé par l'ablation totale du pronéphros adjacent.

Conservées seules (*type A*), les cellules sub-blastématiques édifient une partie importante d'uretère primaire, correspondant environ à 1/4 de la longueur totale du conduit (mesurée entre le pronéphros et le rectum). Cet uretère partiel est toujours situé au contact du rectum avec lequel il communique. Si le tiers antérieur du blastème est conservé, en même temps que les cellules sub-blastématiques (*type B*), deux portions urétérales sont édifiées : l'une est postérieure (expérience précédente), l'autre est antérieure, de longueur légèrement inférieure à 1/3 de la longueur totale de l'uretère. La seule conservation du tiers médian du blastème (*type C*), en l'absence des cellules sub-blastématiques, provoque seulement la formation d'une portion d'uretère, isolée en situation médiane, d'étendue légèrement supérieure à 1/3 de la longueur totale du conduit. L'expérience de *type D* correspond à la somme des deux types précédents *B* et *C*. Le résultat en est aisément prévisible : aucune déficience n'apparaît dans le développement de l'uretère primaire. L'absence du tiers postérieur du blastème n'altère donc pas la morphogenèse du conduit, bien que cette région terminale ait déjà été reconnue particulièrement active au cours de la croissance de l'uretère. Il importe donc d'éprouver les potentialités morphogènes de la région postérieure du blastème urétéral.

Si le tiers postérieur du blastème est conservé, ainsi que les cellules sub-blastématiques, l'uretère primaire développé est complet (*type E*). Les potentialités morphogènes des cellules terminales du blastème sont donc très élevées, et semblent bien s'accroître progressivement au fur et à mesure qu'on s'approche de l'extrémité libre du blastème.

Quelle est alors la quantité minimum du blastème urétéral qui doit nécessairement être conservée pour que l'uretère primaire développé soit

complet ? Cette quantité correspond à peu près à celle qui est présente dans l'expérience de *type E*, soit le tiers postérieur environ du blastème, prolongé par les cellules sub-blastématiques. En effet, si la région conservée est réduite à 1/6ᵉ de la longueur totale du blastème (*type F*), la portion



A gauche : L'embryon au moment de l'opération. *bl. up.*, blastème de l'uretère primaire; *c. s.*, cellules sub-blastématiques; *pr.*, pronéphros. *Au centre :* Les divers types d'opération (N, état normal); les parties enlevées sont hachurées. *A droite :* L'aspect schématique (sans échelle); des résultats en pointillé : les régions dépourvues d'uretère primaire.

d'uretère édifiée atteint seulement 2/5ᵉ de la longueur totale du conduit. Précisons que le nombre total minimum de cellules blastématiques terminales, suffisant pour permettre l'édification d'un uretère complet, peut être fixé à 300, environ.

L'ensemble de ces résultats démontre bien que les potentialités morphogènes des cellules blastématiques décroissent régulièrement de l'extrémité postérieure à la base (antérieure) du blastème.

Une conclusion importante apparaît : la situation de la partie d'uretère édifiée correspond à peu près à la situation même des cellules génératrices dans le blastème en voie d'allongement. L'étendue de la migration effectuée au cours du développement normal par les diverses cellules du blastème varie donc selon leur situation dans le blastème. *A priori*, ce fait semble provoqué par l'encombrement progressif de la « voie » suivant laquelle s'effectue électivement la migration des cellules blastématiques. Chacune d'elles, au terme de sa migration, constitue, en effet, un obstacle pour celles qui la suivent. Mais il serait inexact d'invoquer l'obstruction de la « voie » suivie par les cellules pendant leur migration pour expliquer la

restriction graduelle de l'amplitude de leur déplacement. Même si la « voie » présomptive est libre (*types B* et *C*) l'étendue de la migration n'est pas accrue. On est alors tenté d'attribuer aux différentes cellules blastématiques un pouvoir intrinsèque de migration, variable selon la place qu'elles occupent dans le blastème, qu'il soit encore quiescent ou déjà en voie d'allongement. Des expériences de greffes et d'échange de matériel cellulaire, entre régions différentes du blastème, sont seules susceptibles d'apporter une réponse. Cette dernière fera l'objet d'un prochain travail.

(1) R. CAMBAR et J.-D. GIPOULOUX, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2098.
(2) R. CAMBAR et J.-D. GIPOULOUX, *Bull. Biol.*, 90, 1956, p. 198-217.

(*Laboratoire de Biologie générale, Faculté des Sciences, Bordeaux.*)

ZOOLOGIE. — *Les lophocytes de l'Éponge siliceuse* Tethya lyncurium *Lamarck et leur évolution*. Note (*) de Mlle **ODETTE TUZET** et M. **JEAN PARIS**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

En 1952, Ankel et Winterman Kilian (1) ont décrit les premiers lophocytes chez l'Éponge d'eau douce *Ephydatia fluviatilis*. Ces auteurs suggèrent que ces cellules, présentant un pinceau de filaments très fins, pourraient avoir un rôle nerveux. L'un de nous a décrit les mêmes éléments en 1953 (2) chez *Pachymatisma johnstonni*, et, en 1957, Pavans de Ceccatty (3) les retrouve chez *Chondrosia reniformis*. Ces dernières observations mettent en évidence le rôle excréteur et sécréteur de ces cellules.

Des recherches que nous venons d'effectuer chez l'Éponge siliceuse *Tethya lyncurium* (= *T. aurantia*) Lamarck viennent appuyer cette interprétation. Cette Éponge, récoltée en Méditerranée au large de Port-Vendres, a l'intérêt de présenter deux zones tissulaires bien délimitées. L'ectosome mésenchymateux, épais, contient des faisceaux de fibres entrecroisées. La zone médullaire, d'où partent les faisceaux rayonnants de grands strongyloxes, est entièrement choanosomiale.

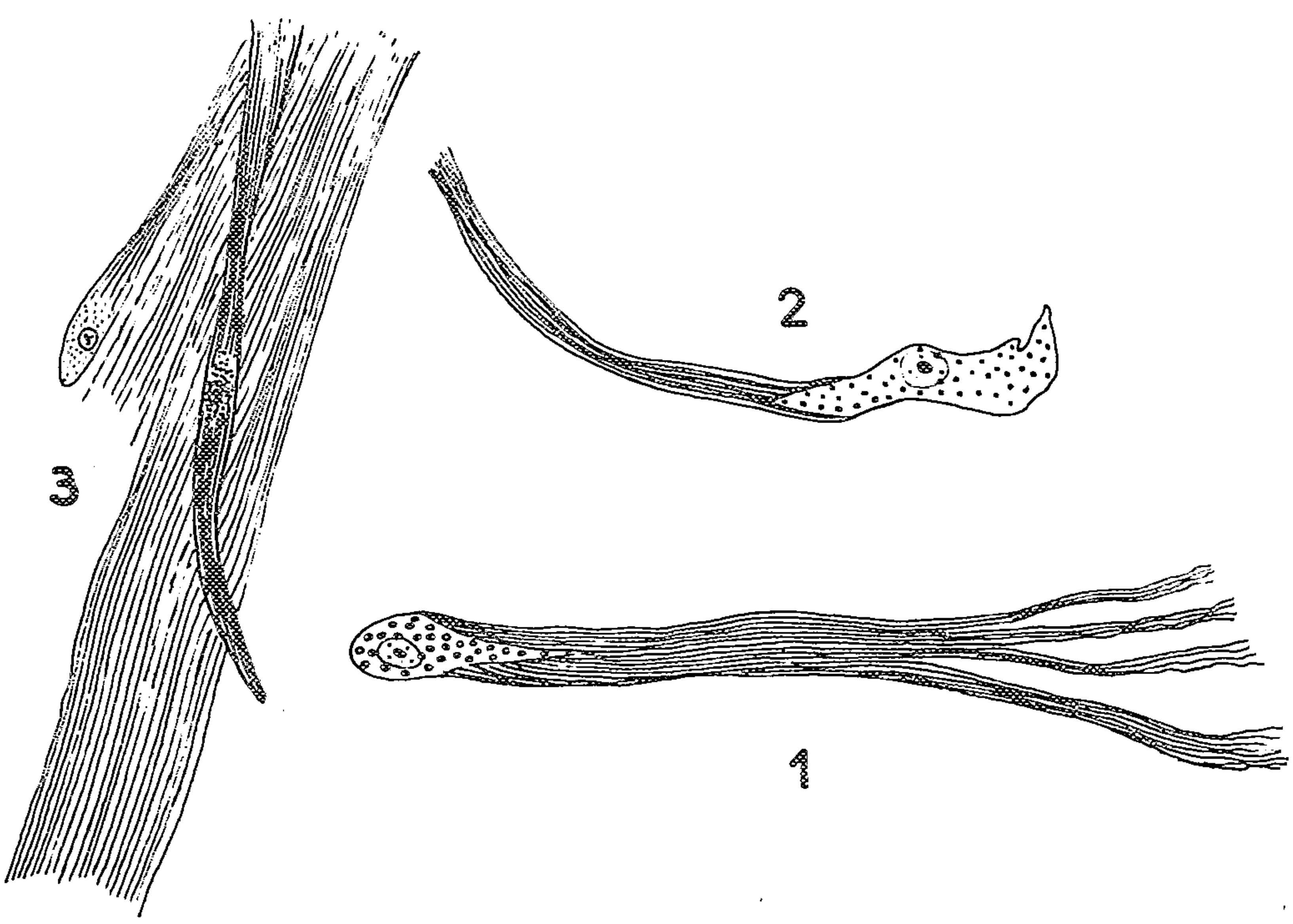
C'est au sein de la zone mésenchymateuse qu'on trouve les lophocytes. Ceci confirme les observations antérieures qui localisent la présence des lophocytes aux zones corticales les plus externes.

Sur des coupes colorées à l'hématoxyline ferrique et au Prenant (modification de Duboscq), nous avons pu voir des lophocytes de divers aspects :

a. Des formes de grande taille, très faciles à observer. Leur pinceau coloré en vert est nettement marqué; souvent ramifié à son extrémité distale et isolé par rapport aux faisceaux mésenchymateux environnants. Le corps cellulaire ovoïde contient des granulations massives (*fig*. 1).

b. Des éléments plus petits, polymorphes, chez lesquels la cellule basale s'allonge considérablement. Les granulations deviennent plus fines. On constate une tendance à la condensation des fibres du pinceau en un faisceau unique qui se distingue alors mal de la trame mésenchymateuse environnante (*fig.* 2).

c. Enfin des lophocytes fusiformes à noyau aplati dans un cytoplasme étiré et à granulations très fines. Dans ces petites formes, le pinceau ne semble plus partir d'un seul pôle de la cellule, mais de toute la surface du corps cellulaire qui paraît inclus dans ce faisceau fibrillaire. Quelquefois nous avons constaté la présence de granulations isolées, le long et dans les fibres du pinceau (*fig.* 3).



Si on trouve la majorité des lophocytes dans la zone mésenchymateuse, nous en avons cependant observé quelques-uns dans la zone choanosomiale. Ils sont aussi présents dans les territoires de réorganisation des tissus : dans les sorites, et notamment dans les bourgeons expérimentaux.

Mais nous n'avons jamais observé de prolongements filiformes antérieurs analogues à ceux que représente Pavans de Ceccatty chez *Chondrosia reniformis*.

Ainsi, chez *Tethya lyncurium*, on peut constater l'accumulation des lophocytes en surface, dans les zones des faisceaux mésenchymateux. Il est intéressant de noter une grande diversité de formes des lophocytes,

accompagnée d'une variabilité de l'intensité des réactions colorées. Les granules des corps cellulaires semblent aussi différer par la taille et la réactivité aux colorants, ce qui peut correspondre à l'épuisement progressif d'une substance de réserve. Il semble qu'on puisse suivre l'évolution de ces éléments depuis les lophocytes de grande taille, à pinceau isolé (représentant peut-être le type primitif), jusqu'à la cellule fusiforme à noyau aplati, incluse dans l'ensemble d'un faisceau fibrillaire.

Cet ensemble de données nous suggère une interprétation parallèle à celle de Pavans de Ceccatty qui, chez *Chondrosia reniformis*, voit dans les lophocytes, des cellules conjonctives sécrétant les fibres des faisceaux du mésenchyme fondamental.

Néanmoins, il semble y avoir une filiation très nette entre les stades des lophocytes sécréteurs et les stades ultimes de cellules fibreuses enchâssées et immobiles à l'intérieur des faisceaux qu'elles ont édifiés.

Il faudrait donc voir dans les lophocytes une différenciation particulière des cellules conjonctives du mésenchyme des Éponges.

(*) Séance du 12 juin 1957.
(1) *Z. Naturforsch.*, 7, 1952, p. 475-481.
(2) *Comptes rendus*, 237, 1953, p. 1447.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2103.

(Laboratoire Arago, Banyuls-sur-Mer, et Laboratoire de Biologie animale, Montpellier.)

PALÉOPROTISTOLOGIE. — *Sur la présence de Ciliés fossiles de la famille des* Folliculinidæ *dans un silex du Gabon.* Note de MM. **Georges Deflandre** et **Jean Deunff**, présentée par M. Maurice Caullery.

Priscofolliculina nov. gen. est proposé pour des logettes de Ciliés, caractéristiques des *Folliculinidæ*, abondantes dans un nodule siliceux provenant des environs de Lambaréné, Gabon, dont l'âge et l'origine seront ultérieurement précisés. *Nannocladinella* nov gen. est le premier exemple connu à l'état fossile d'un Flagellé ectoparasite (phorétique) fixé sur certaines logettes de *Priscofolliculina.*

Des trois sous-embranchements de Protozoaires libres — *Rhizoflagellata, Actinopoda, Ciliata* (1) — l'un, celui des Ciliés, n'est actuellement représenté à l'état fossile que par la seule famille des *Tintinnidæ* (ex-Calpionelles), des sédiments marins du sommet du Jurassique et de la base du Crétacé. L'appartenance de ces Calpionelles aux Ciliés oligotriches n'a d'ailleurs été admise définitivement qu'en 1936, grâce aux documents publiés par l'un de nous (2). D'autre part, aucun Cilié fossile d'eau douce indubitable n'est encore connu (3). Ceci confère un intérêt particulier à la découverte, dans un nodule siliceux provenant des environs de Lamba-

réné ([4]), de nombreuses logettes, magnifiquement conservées, ayant appartenu à des représentants de la famille des *Folliculinidæ*, Ciliés hétérotriches répandus dans les mers actuelles. Les logettes sont parfois abondantes dans la masse siliceuse, au point d'être jointives (*fig.* 1). La matière organique qui les constituait originellement, colorable *in situ* mais se désagrégeant par l'action de l'acide fluorhydrique, a conservé un aspect hyalin, jaunâtre ou brunâtre, généralement ponctulé, par suite d'une vacuolisation extrêmement ténue (souvent soulignée par la rétention de très fines bulles gazeuses).

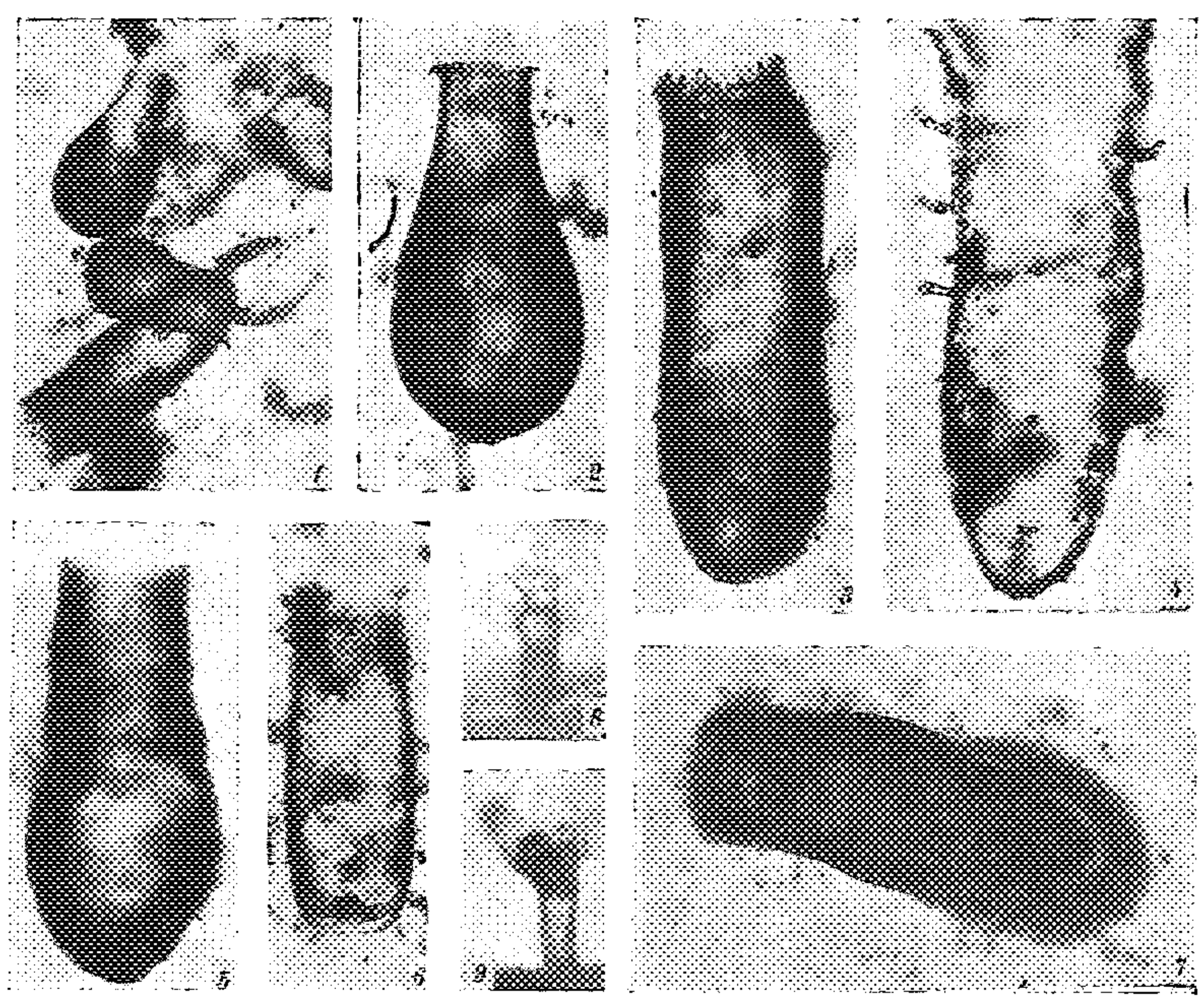


Fig. 1 à 9. — Folliculinidés (Ciliés) fossiles du Gabon. 1, Aspect d'ensemble d'une lame mince, × 100; 2, *Priscofolliculina pulchra* n. g. n. sp., × 230; 3, *P. elongata* n. sp., × 210; 4, *P. ægrota* n. sp. (portant des logettes de *Nannocladinella*), × 220; 5, *P. oblonga* n. sp., × 230; 6, *P. le layi* n. sp., × 210; 7, *P. annuligera* n. sp., × 230; 8 et 9, *Nannocladinella epitheca* n. g. n. sp., × 1000.

La forme générale, ampoulée ou plus ou moins tubulaire à fond arrondi, est très semblable à celle des Folliculinidés actuels. D'autres caractères de similitude sont frappants ([5]), tels que la présence : 1° d'un col évasé, comme chez *Folliculinopsis producta* Wright, *F. gunneri* Dons, *Folliculina elegans* Clap. et Lachm., etc; 2° de zones annulaires analogues à celles de *Folliculina elegans*, *F. aculeata* Clap. et Lachm., *F. viridis* Stein, etc.; 3° d'une différenciation basale en relation avec la fixation de l'animal, se retrouvant chez *Pebrilla paguri* Giard, *Folliculina spirorbis* Dons, *Parafolliculina violacea* Giard; 4° d'une collerette interne, assez éloignée de l'ouverture, caractérisant *Parafolliculina mirabilis* Dons, *P. violacea* Giard, *Folliculinopsis annulata* F.-F.

Ces comparaisons démontrent bien les étroites affinités de nos logettes fossiles avec celles des espèces actuelles. Cependant la classification de ces dernières (Fauré-Frémiet, 1936) *repose en premier lieu sur la structure du macronucleus*, simple dans les quatre genres *Folliculina* Link, *Metafolliculina* — *Parafolliculina* — *Pseudofolliculina* Dons, multiple dans les deux genres *Folliculinopsis* Fauré-Frémiet et *Pebrilla* Giard. Ne sachant rien des noyaux des Folliculines fossiles, nous sommes tenus de créer pour elles un genre nouveau : *Priscofolliculina* Defl. et Dff ([6]).

On sait que les Folliculinidés vivent normalement fixés à des supports variés. La réunion d'un grand nombre d'individus dans notre nodule siliceux apparaît donc singulière : elle évoquerait plutôt les vestiges d'une population planctonique. Toutefois la présence d'une foule de minuscules sphérules de quelques microns, très vraisemblablement attribuables à des Cyanophycées coccoïdes coloniales, comme les *Microcystis*, suggère une hypothèse plausible : les Folliculines auraient vécu fixées sur leurs colonies gélatineuses flottantes, menant ainsi une existence semi-pélagique. *Ces témoins d'un développement exubérant de la vie planctonique obligent à penser à leur rôle éventuel dans la genèse de gisements d'hydrocarbures.*

Signalons enfin, la présence, sur les logettes de l'une de nos espèces, *Priscofolliculina ægrota* (*fig.* 4), de très petits microorganismes tubulaires, arbusculés, auxquels nous donnons le nom de *Nannocladinella* n. g. *epitheca* n. sp. ([7]). Ce sont, sans conteste, les restes de Flagellés analogues, soit aux *Hyalobryon* (Chrysomonadines), soit plus probablement, — vu leur petitesse, — à certains Salpingoecidés (Craspédomonadines). Ce bel exemple d'un Flagellé ectoparasite (ou plus exactement phorétique) sur un Cilié, *le premier cas signalé à l'état fossile*, sera développé dans une autre publication.

([1]) *Cf.* P.-P. Grassé, *Traité de Zoologie*, I, fasc. I, Paris, Masson et Cie, 1952, p. 129.

([2]) G. Deflandre, *Bull. Soc. fr. Microsc.*, 5, 1936, p. 112-122, 42 figures.

([3]) Une forme apparentée aux Paramécies aurait été trouvée dans une inclusion aqueuse de l'ambre. Nous n'avons pas eu confirmation de cette découverte. D'autre part, les microfossiles des lignites éocènes classés par Renault et Roche dans les genres *Aspidisca*, *Cinetoconia*, *Ploesconia*, ne sont sûrement pas des Ciliés. *Voir* G. Deflandre et M. Deflandre-Rigaud, *Ciliés*, *Fichier micropaléontologique*, 9e série, 1949, *Arch. orig. C. N. R. S.*, no 302, fiches 1289-1292.

([4]) Par suite d'un malencontreux concours de circonstances, le gisement exact de l'échantillon n'est pas connu. De nouvelles recherches, l'examen d'un lot de silex (ceux-là, crétacés) n'ont pas encore donné de résultats. Cette publication, différée depuis l'an dernier, est donc entachée d'une grave lacune. Notre impression, cependant, est qu'il s'agit d'un « silex » provenant d'un sédiment lagunaire-saumâtre (deltaïque?), datant au plus du Sénonien, peut-être plus récent.

([5]) *Cf.* A. Kahl, *Tierwelt der N. und Ost-See*, no 23, 1933, p. 11, C. 92; E. Fauré-

FRÉMIET, *Biol. Bull.*, 70, 1936, p. 353-360; *Mém. Mus. R. Hist. Nat. Belgique*, 2, (3), 1936, p. 1129-1175, 15 figures.

(6) *Priscofolliculina* nov. gen. : logettes fossiles conservées à l'état de matière organique brun-jaunâtre, ampulliformes ou plus ou moins tubulaires; ouverture circulaire, évasée, droite ou rétrécie; fond arrondi, ou ogival, ou aplati. Dimensions : 120-280 μ environ. Génotype : *Priscofolliculina pulchra* n. sp. (*fig.* 2). Logette en ampoule à col évasé et retourné. Les autres espèces figurées seront décrites ultérieurement.

(7) *Nannocladinella* nov. gen. : logettes tubulaires simples ou plus souvent ramifiées, hyalines, brunâtres, fixées sur la coque de *Priscofolliculina*. Dimensions : diamètre 3 μ env., hauteur 5-12 μ env. Génotype ; *Nannocladinella epitheca* n. sp. Caractères du genre (*fig.* 4, 8, 9).

(*Laboratoire de Micropaléontologie de l'École pratique des Hautes Études.*)

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Rôle éventuel de l'acide ascorbique et de ses dérivés de dégradation en présence d'oxygène.* Note de M. **Pierre Douzou** et Mlle **Anne Marie Le Clerc**, présentée par M. René Fabre.

L'acide ascorbique se comporterait plus comme un substrat, au sens biochimique du terme, que comme un système réversible, donc transporteur d'hydrogène : c'est ce que permettent de conclure les expériences des auteurs sur la dégradation de l'acide ascorbique et ses conséquences biochimiques.

Il nous apparaît que l'acide ascorbique s'affirme plus comme un « substrat » au sens biochimique du terme, que comme un système réversible, donc transporteur d'hydrogène.

Ce composé subit, en solution aqueuse aérée et dans le domaine de pH où il est sous la forme ionique $AH^- H^+$, une dégradation irréversible qu'initient aussi bien certaines radiations ultraviolettes (1) que des ions de métaux lourds.

L'analyse chromatographique, pratiquée au moyen du système solvant butanol-acide acétique-eau (papier Whatman n° 1) permet de caractériser, outre les composés déhydroascorbique (R_f 0,42), dicétogulonique (R_f 0,12) et du type « réductones » (R_f 0,16), un composé (R_f 0,32) possédant les caractéristiques spectrales du groupement ène-diol (2) et semblable à celui déjà décrit par S. Partridge (3).

La révélation des chromatogrammes par le réactif de Heimann (4) démontre le commun pouvoir réducteur de ces dérivés, également actifs vis-à-vis du nitrate d'argent et du 2.6-dichlorophénolindophénol, propriété de nature à fausser les mesures colorimétriques et potentiométriques sur lesquelles sont basées les conclusions ayant trait à la réversibilité de la forme oxydée de l'acide ascorbique.

C'est ainsi d'ailleurs que la transformation d'acide lactique en acide pyruvique, uniquement attribuée par James (5) à la faculté de réduction de

l'acide déhydroascorbique ($A + CH_3CHOHCOOH \rightarrow AH_2 + CH_3COCOOH$) peut être obtenue au cours de la dégradation « aérobie » de celui-ci comme de l'acide ascorbique.

Ce résultat, observé au moyen de la 2.4-dinitrophénylhydrazone de l'acide pyruvique, alors caractérisée par voie spectrale [6] et chromatographique [7], s'obtient en utilisant un protocole expérimental déjà défini [8], dans des limites de pH comprises entre 4 et 7 et en atmosphère d'oxygène.

Selon la composition du milieu, les radicaux inorganiques issus de l'activation de l'oxygène moléculaire, ainsi que ceux qui résultent de la décomposition de l'eau oxygénée formée ($O_2 \rightarrow H^+ / O_2^- \rightarrow H_2O_2$), assurent les dégradations de l'acide ascorbique, et, éventuellement, l'oxydation de substrats non autooxydables [8].

La dégradation de l'acide ascorbique met en jeu une succession de transferts d'électrons, dont certains, s'effectuant à partir de radicaux ascorbiques intermédiaires, affectent l'oxygène moléculaire. L'énergie libre qui accompagne de telles activations peut être évaluée à 15 kcal/mol, valeur de nature à favoriser la formation de liaisons phosphoriques de haut potentiel énergétique, d'autant que le groupement énolique constitue un accepteur éventuel. Les liaisons alors contractées sont réputées extrêmement labiles et seule, la présence d'enzymes et de substrats spécifiques [adénosine diphosphate (ADP)] permet leur transfert sous une forme relativement plus stable.

C'est ainsi sans doute que de nombreux auteurs ont réussi à mettre en évidence, *in vitro*, la phosphorylation que suscite l'acide ascorbique, additionné aux complexes enzymatiques des mitochondries [9], [10], [11].

En appliquant à la dégradation de l'acide ascorbique en milieu phosphorique leurs protocoles analytiques, nous ne songions pas recueillir des résultats aussi substantiels que les leurs. Notre propos consistait à caractériser des phosphates organiques répondant aux critères qui servent à leur distinction. La dégradation de l'acide ascorbique était obtenue par absorption sélective de fréquences ultraviolettes :

Chaque millilitre de solution ajustée à pH 7 contenait 10 μ mol d'acide ascorbique, 10 μ mol de $PO_4HK_2 — PO_4HNa_2$ et 5 μ mol d'ADP (produit Pabst), l'activité des solutions en radiophosphore, utilisé comme élément traceur, était d'environ 150 000 c. m./ml.

Voici quelques résultats enregistrés à l'issue de 30 mn d'irradiation :

P estérifié (%)	0,5	0,8	1,0	1,5
P estérifié (μmol)	0,25	0,35	0,50	0,75
Acide ascorbique oxydé (μmol)	20	–	–	–

L'identification précise de ces phosphates n'a pu être réalisée : seules

des traces d'adénosine triphosphate radioactif ont été mises en évidence par la méthode chromatographique utilisant un entraîneur inerte ([10]). En particulier, la labilité des composés du type « énol-phosphate » ne résistait pas aux moyens mis en œuvre pour en effectuer la chromatographie, vouant à l'échec les tentatives d'isolement d'un dérivé « propanediol phosphate » récemment décrit par D. Groth et G. Le Page ([12]).

Les dérivés de l'acide ascorbique, particulièrement ceux qui, comptant 3 et 4 atomes de carbone, sont doués de pouvoir réducteur, sont intéressants à un autre titre : leur solubilité dans des solvants tels que l'alcool butylique et l'éther, propriété qui nous a permis de les extraire des solutions aqueuses d'acide ascorbique en voie de dégradation, les apparente à certains composés du cycle de Krebs.

(1) P. Douzou et D. Gallon, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3132.
(2) M. Skarzynski, *Bull. Acad. Pol. des Sc.*, 1937, p. 462-476.
(3) *Biochem. J.*, 42, 1948, p. 238-248.
(4) W. Heimann, R. Strohecker et F. Matt, *Z. Lebensmitt. Unters. Deutsch.*, 4, 1953, p. 263-270.
(5) W. O. James, C. Heard et G. James, *New Phyt.*, 43, 1944, p. 62-74.
(6) A. Gordon et G. Wopat, *Anal. Chem.*, 23, 1951, p. 1754-1758.
(7) D. Seligson et B. Shapiro, *Anal. Chem.*, 24, 1952, p. 754-755.
(8) P. Douzou, *Colloque « Les Radioperoxydes »*, janvier 1957 (sous presse).
(9) C. Cooper et A. Lehninger, *J. Biol. Chem.*, 219, 1956, p. 519-529.
(10) D. Arnon, F. Whatley et M. Allen, *J. Amer. Chem. Soc.*, 76, 1954, p. 6324-6329.
(11) R. Crane et F. Lippman, *J. Biol. Chem.*, 201, 1953, p. 235-243.
(12) *Cancer Research*, 14, 1955, p. 837-845.

(Inspection Technique des Subsistances, Paris, 7e.)

MICROBIOLOGIE. — *Action* in vitro *de la 4.4′ diaminodiphényl sulfone sur les actinomycètes aérobies pathogènes.* Note de M. **François Mariat**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La 4.4′ diaminodiphényl sulfone (D. D. S.) inhibe le développement de quelques souches de *Nocardia brasiliensis*; elle inhibe la croissance de toutes les souches de *Streptomyces maduræ* étudiées, dès la concentration de 15 µg/ml. Cette activité rend souhaitable l'utilisation de la D. D. S. dans le traitement des mycétomes dus à *S. maduræ*.

L'activité bactériostatique des sulfones est bien connue et leur emploi dans la thérapeutique de la tuberculose et surtout de la lèpre a fait ses preuves. L'étude de l'activité antiactinomycète de la sulfone mère a été entreprise par les travailleurs de l'École mexicaine ([1]), ([2]) notamment avec *Nocardia brasiliensis.* Des résultats spectaculaires ont été enregistrés dans le traitement des mycétomes provoqués par cet actinomycète ([3]). Par ailleurs, C. Halde et

D. Newstrand ([4]) ont étudié l'activité inhibitrice de sulfones et de sulfamides sur divers actinomycètes.

La relative fréquence de mycétomes actinomycosiques en Afrique et l'absence de traitement non mutilant nous a conduit à étudier l'activité des sulfones sur les diverses espèces d'actinomycètes aérobies pathogènes, agents de mycétomes. Nous avons observé le comportement de 45 souches appartenant aux espèces *Nocardia asteroides* (12 souches); *N. brasiliensis* (11 souches), *Streptomyces maduræ* (12 souches). *S. pelletieri* (7 souches) et *S. somaliensis* (3 souches) cultivées sur des milieux contenant des sulfones. Nous nous sommes aperçu au cours d'essais préliminaires que la sulfone mère (4.4′ diaminodiphényl sulfone ou D. D. S.) donnait une inhibition plus grande que celle que provoque les sulfones dérivées. Nous avonc donc, par la suite, utilisé uniquement la sulfone mère.

Le milieu de base chimiquement défini qui a été employé dans ces essais ne contenait pas de substances pouvant entrer en compétition avec la sulfone. Sa formule est la suivante : PO_4KH_2 : 0,45 g; PO_4Na_2H; 12 H_2O : 1,19 g; SO_4Mg, 7 H_2O : 0,60 g; ClK : 1,00 g; Hydrolysat de caséine purifié : 3 g; $PO_4(NH_4)_2H$: 1,00 g; glucose purifié : 10,00 g; solution oligodynamique de Berthelot : X gouttes; thiamine, acide nicotinique, pyridoxine, pantothénate de Ca : 10^{-7}; biotine : 10^{-9}; gélose lavée : 15 g; eau bidistillée : 1 000 g (pH 6,8).

A ce milieu de base filtré, la sulfone mère est ajoutée à chaud aux concentrations voulues (de 0 à 100 μg/ml). Le milieu de culture est ensuite réparti puis stérilisé à l'autoclave à 110° pendant 30 minutes.

L'inoculum consiste en un fragment aussi petit que possible provenant d'une culture mère sur milieu à la pomme de terre glycérinée. Les cultures ainsi réalisées sont incubées à 30° et les résultats sont lus après 1, 2, 3, 7 et 12 semaines. On estime qu'une concentration donnée de D. D. S. est inhibitrice quand aucun développement appréciable de l'inoculum ne peut être observé, alors que la culture témoin fournit une bonne croissance. Les chiffres figurant dans le tableau expriment le nombre minimum de μg/ml capables d'inhiber totalement la croissance au temps donné. Les expériences ont été reproduites par trois fois. Dans le cas de résultats légèrement différents, le chiffre donné est celui de la concentration inhibitrice la plus forte, donc la plus défavorable.

Sensibilité à la D. D. S. de 45 souches de divers actinomycètes aérobies pathogènes après des temps différents.

(Les chiffres indiquent la concentration minimum en μg/ml, capables d'inhiber totalement la croissance des souches considérées.)

Nocardia asteroides.

Nos : Semaines.	336.	85.	302.	328.	331.	360.	318.	333.	320.	358.	322.	369.
2...	52	>62	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60
3...	>60	>62	>62	>62	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60	>60

Nocardia brasiliensis.

Semaines. \ N°s :	345.	351.	346.	337.	352.	357.	347.	348.	344.	370.	371.
2...	>100	100	100	40	15	30	60	15	60	>60	60
3...	>100	>100	>100	40	30	60	60	15	66	>60	>60
7...	-	-	-	40	>60	>60	>60	30	>100	-	-

Streptomyces maduræ.

N°s :	340.	307.	332.	306.	335.	339.	341.	334.	363.	83.	338.	364.
3...	15	15	15	15	30	15	15	30	15	15	15	15
7...	>60	>100	>60	>60	>60	30	60	>60	30	>60	>60	15

	S. pelletieri.							*S. somaliensis.*		
N°s :	89.	309.	308.	354.	84.	326.	362.	313.	314.	315.
3...	100	>100	>100	100	>60	>60	100	>100	>100	60
7...	>100	-	-	>100	-	-	>100	-	-	>60

Les résultats obtenus et résumés dans le tableau appellent les commentaires suivants :

1° Pour *Nocardia asteroides*, dès la seconde semaine de culture, on ne remarque aucune différence de croissance entre les différents milieux et cela, quelle que soit la souche. Bien qu'aucune des concentrations de D. D. S. ne suffise à inhiber totalement le développement de *N. asteroides* on note cependant, aux concentrations les plus élevées, une diminution de la croissance par rapport à celle des témoins. Cette différence s'estompe rapidement avec le temps.

2° Certaines souches de *N. brasiliensis* ne sont pas inhibées par la D. D. S. ou ne le sont seulement qu'à de fortes concentrations (de l'ordre de 100 μg/ml). D'autres souches, au contraire, montrent une sensibilité durable à des concentrations faibles. Le développement des cultures ainsi inhibées ne commence que vers la dixième semaine de culture.

3° Toutes les souches de *Streptomyces maduræ* que nous avons étudiées, montrent une grande sensibilité à la D. D. S. Après trois semaines de culture, dix d'entre elles sont inhibées dès la concentration de 15 μg/ml et deux dès la concentration de 30 μg/ml. A la septième semaine, trois souches sont encore inhibées par des concentrations de D. D. S. inférieures à 60 μg/ml et, parmi ces trois souches, deux sont d'isolement récent. Comme dans le cas de *N. brasiliensis*, les actinomycètes reprennent leur développement lorsque l'activité de la sulfone a diminué ou disparu.

4° Les diverses souches de *S. pelletieri* et deux des trois souches de *S. somaliensis* se développent en présence de concentrations de D. D. S. égales ou supérieures à 60 μg/ml. Une souche de *S. somaliensis* est inhibée par 60 μg/ml et deux couches de *S. pelletieri* par 100 μg/ml de D. D. S.

5° Étant donnés les excellents résultats obtenus dans le traitement des mycétomes provoqués par *N. brasiliensis* et du fait que les diverses souches

de *S. maduræ* étudiées sont très sensibles à l'action de la D. D. S., il serait souhaitable que ce composé soit utilisé dans le traitement des mycétomes provoqués par ce dernier actinomycète.

(1) GARCIA P. MARIA, *Prensa Med. Mexic.*, 15, 1950, p. 262-266.
(2) A. GONZÁLES OCHOA, J. SHIELS et P. VASQUEZ, *Gac. Med. Mexico*, 82, 1952, p. 345.
(3) F. LATAPI et P. LAVALLE, *C. R. 8e Congrès Inter. Bot. Paris*, Section 24, p. 44.
(4) *In Therapy of Fungus Diseases*, Boston, 1955.

(Service de Mycologie-Physiologie végétale de l'Institut Pasteur.)

VIROLOGIE. — *Adaptation du virus aphteux au lapin nouveau-né.* Note de MM. **JEAN VERGE, ALAIN PARAF, LOUIS DHENNIN**, Mme **LÉONE DHENNIN** et M. **JEAN ASSO**, présentée par M. Gaston Ramon.

Toutes les souches de virus aphteux d'origine bovine appartenant aux types O, A et C peuvent être directement adaptées au lapin nouveau-né âgé de moins de neuf jours. Il provoque chez cet animal des paralysies suivies de mort 48 h environ après l'inoculation effectuée par voie intrapéritonéale. Le virus a conservé après cinquante passages toute sa virulence pour les animaux de l'espèce bovine et pour le cobaye.

Différents auteurs parmi lesquels Hecker (1), Nagel (2), Lickhachjev et Gribanov (3), Ciaccio et Giroud (4), Cunha et Eichhorn (5) ont tenté d'obtenir la multiplication du virus aphteux chez différentes espèces animales.

Skinner (6), en particulier, réussit la culture du virus aphteux sur souriceaux et ratons nouveau-nés. L'un de nous (7) ayant pu mettre en lumière certaines lois quantitatives de la tolérance immunitaire, établit la possibilité d'adapter le virus aphteux aux animaux nouveau-nés âgés de moins de 8 jours, en particulier au Furet et au Lapin.

Nous n'avons pas poursuivi cette étude au-delà du 4e passage sur le jeune furet, ce matériau de travail étant très onéreux : nous ne ferons donc que relater ici les expériences concernant l'adaptation du virus aphteux au Lapin.

Ce virus, à l'origine, est représenté par une suspension d'épithélium lingual de bovin artificiellement infecté en sérum physiologique tamponné à pH 7,6.

Les animaux d'expériences, sont des lapins nouveau-nés, à l'allaitement naturel, de diverses lignées.

La voie d'introduction est la voie intrapéritonéale, car nous voulions obtenir une souche pantrope sans tendance au neurotropisme.

Chaque passage est contrôlé par inoculation dans le derme plantaire de trois cobayes d'une suspension d'organes de lapins nouveau-nés morts

de l'infection aphteuse. Les tissus de lapereau utilisés sont un mélange de muscle, de foie et de cœur.

Nous avons réalisé actuellement 55 passages avec le virus de type O d'origine bovine, 12 avec le type A et 15 avec le type C.

Chacun de ces virus a subi vis-à-vis du lapereau une adaptation marquée par un pourcentage de plus en plus élevé d'animaux atteints. La mort de tous les animaux inoculés est observée dès le premier passage avec le virus C souche Loupoigne, et seulement à partir du 4e pour les souches de type O et A; 24 à 36 h après l'inoculation (le délai étant le plus bref pour les animaux âgés de moins de 6 jours) les premières manifestations cliniques apparaissent : flaccidité des mucles abdominaux, difficulté du déplacement. Puis les signes de paralysie surviennent au niveau des membres postérieurs et s'étendent aux parties antérieures du corps.

Après 6 ou 8 h, le lapereau est atteint d'une asthénie profonde, il ne peut plus lever la tête du sol et présente l'attitude d'un crucifié, membres antérieurs en croix et postérieurs dans le prolongement du corps; la respiration est dyspnéique et la mort survient à cette phase de l'évolution, environ 48 h après l'inoculation.

A l'autopsie on observe toujours une paralysie de la vessie et nous avons pu noter parfois des pétéchies sur les muscles des fesses et des cuisses.

Jamais nous n'avons observé de lésion pulmonaire malgré la dyspnée, que l'on peut vraisemblablement rapporter à une paralysie des muscles respiratoires.

Les animaux présentent le maximum de sensibilité entre le 3e et le 6e jour après la naissance : ils ne meurent que si l'injection de virus est effectuée avant le 9e jour. Pratiquée entre le 9e et le 3e jour, elle provoque seulement une flaccidité des muscles abdominaux et après le 13e jour l'injection du virus ne suscite aucune réaction apparente. Après un nombre de passages variable selon les souches, l'inoculation pratiquée le 9e ou 10e jour, entraîne la mort du lapereau nouveau-né.

La recherche du virus dans différents organes du lapereau, par inoculation au lapereau nouveau-né et au cobaye, a permis d'observer que durant les cinq premiers passages la virulence du cerveau est marquée puis disparaît, tandis que la richesse en virus des muscles et du foie suit une courbe inverse; ceci marque l'absence de neurotropisme de la souche obtenue; le muscle cardiaque semble toujours très virulent.

Le sacrifice précoce de l'animal est à déconseiller, car les tissus se montrent moins riches en virus que ceux d'un animal tué *in extremis* ou même autopsié immédiatement après la mort.

Le virus provenant du lapereau nouveau-né inoculé par voie intraplantaire au cobaye provoque, en règle générale, un aphte local en 24 h et la généralisation après 48 h. Cependant certaines fluctuations de ce

pouvoir pathogène ont pu être observées : c'est ainsi que les aphtes locaux sont mal développés avec absence de généralisation entre le 20e et le 30e passage, et que, par contre, la généralisation est plus rapide entre les 30e et 50e passages qu'entre les 1er et 20e passages.

Le virus provenant du lapereau nouveau-né garde pratiquement toute sa virulence pour les bovins : la souche bovine de type O utilisée dont la dose minima infectante était de $10^{-7,5}$ (titrage par la méthode de Henderson) possédait une virulence 10^{-7} au 15e passage et de $10^{-7,1}$ au 50e passage. Les bovins inoculés manifestent ultérieurement tous les signes d'une fièvre aphteuse généralisée.

Le virus aphteux adapté au lapereau nouveau-né ne permet pas la fixation du complément spécifique qui n'est réalisable qu'après un ou plusieurs passages sur cobaye.

Des études en cours nous font penser qu'il s'agit vraisemblablement d'un phénomène assez général de perte de fonction antigénique non spécifique.

(1) *Congrès international de Médecine Vétérinaire*, Baden-Baden, 1899, p. 356.
(2) *Deutsch. Tierärztl-Wochenschr.*, 45, 1937, p. 624.
(3) *Congrès de la Commission de l'O. I. E.*, Bruxelles 1954.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1975.
(5) *Amer. J. Vet. Res.* 15, 1954, p. 149.
(6) *Proc. Roy. Soc. Med.*, 44, 1951, p. 15.
(7) Dubert et Paraf, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 686.

PATHOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Test* in vitro *de séro-protection cytotoxique pour le diagnostic des rickettsioses et des affections proches*. Note de M. **Paul Giroud** et Mme **Nicole Dumas**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

Les cinq rickettsies majeures : *Rickettsia prowazeki*, *mooseri*, *conori*, *burneti*, *orientalis*, provoquent la lyse des cultures cellulaires. Les sérums de sujets ou d'animaux anciennement infectés ou immunisés neutralisent ce pouvoir cytotoxique.

Dès 1938, l'un de nous avait préconisé un test de séroprotection cutané pour le diagnostic rétrospectif des rickettsioses (1). Ce test reste positif des dizaines d'années. Il est à la base de la vaccination du typhus épidémique avec l'antigène pulmonaire et a permis aussi de rattacher à une origine typhique des affections dont la cause était jusqu'à présent méconnue.

C'est l'étude du pouvoir nécrosant d'éléments situés à côté du groupe de la psittacose et pour lesquels nous avions parlé de néo-rickettsies, étude faite avec J. Jadin sur les fibroblastes du Poulet et les cellules HeLa (2), qui nous a amené à étudier de même les affections rickettsiennes diverses que nous n'avions pu étudier au cours de notre dernier séjour africain.

Après divers essais de culture avec extrait embryonnaire, nous avons surtout employé les cultures de fibroblastes de Poulet en milieu de Parker modifié et de Hanks avec sérum de cheval, pénicilline et streptomycine sans adjonction d'extrait embryonnaire.

Ce sont des cultures de trois jours que nous avons le plus souvent utilisées. Ces cultures étaient réalisées dans des tubes de 17 mm sur des tiers de lames porte-objet, ce qui nous permettait après coloration de juger aussi bien macroscopiquement que microscopiquement l'altération de la culture, la réalisation de la culture rickettsienne ou d'éléments proches.

Nous avons utilisé comme matériel virulent, soit des cultures sur œuf, soit des cultures pulmonaires. Nous avons pu constater que des souches de typhus épidémique, de virus murin, de fièvre boutonneuse, de fièvre Q ou de tsutsugamushi, nécrosent d'une façon très nette les fibroblastes du Poulet.

Nous avons cherché à réaliser un véritable test que nous jugions au début 24, 48, 72 et 96 h après le contact virus-sérum normal ou sérum anti. Le premier contact virus-sérum étant réalisé à 37° pendant 30 mn. La lecture cinétique de ces réactions peut être simplifiée et n'être faite qu'à la 24e, 48e et 72e heures.

Nos essais se rapportent à 171 sérums. Nous avons tout d'abord constaté que les sérums humains normaux ou de lapin mis en présence de nos antigènes n'entravent pas la lyse cellulaire provoquée par les différentes souches. Par contre, les sérums d'homme ou d'animaux infectés : bovins, ovins, équins, se comportent bien différemment. Les sérums appartenant à des sujets atteints d'affections diverses : hyperthermie simple, maladies à rechutes, ictères, hépato-néphrites, artérites, avortements, nous ont donné des tests de neutralisation positifs.

Sur 39 sérums étudiés vis-à-vis de la souche épidémique, 9 appartenant à des typhiques typiques ou à des sujets atteints de lésions vasculaires, se montrèrent positifs et un douteux.

Sur 32 sérums testés vis-à-vis de la souche de fièvre boutonneuse, 6 appartenant à des sujets ayant fait des hyperthermies ou présentant des syndromes vasculaires ont neutralisé le virus et 2 ont été douteux.

Pour les souches de néo-rickettsies, 1 seul sérum sur les 5 testés vis-à-vis de la souche L. 17, souche d'avortement humain, était positif. Avec notre deuxième souche d'avortement humain (O. 17), 1 seul sérum testé sur 3 était positif. Il s'agissait du sérum de la femme chez laquelle la souche avait été isolée.

Enfin, sur 70 sérums mis en présence de souches d'avortements d'ovins du groupe psittacose, 19 dont 4 sérums de brebis, 3 de vache, le reste étant

des sérums humains ou des sérums expérimentaux, ont neutralisé le pouvoir cytotoxique du virus et 8 ont eu un effet douteux.

Si l'on compare les résultats de neutralisation avec ceux de l'agglutination sur lame, on constate que ces deux tests ont une certaine concordance.

Les discordances sont explicables par les dates de prélèvement. En effet, les tests de neutralisation sont des tests plus rétrospectifs que les tests d'agglutination. Ceux-ci sont des tests transitoires, la neutralisation demeure.

D'autre part, nous avons pu constater une dissociation de l'effet cytotoxique du produit virulent. Dans un premier temps, on constate une nécrose, puis dans un deuxième temps, on constate une culture. Dans le premier temps, c'est la toxine qui a été mise en évidence, celle-ci n'ayant pu être inhibée par le sérum étudié et, dans le deuxième temps, c'est la culture elle-même des éléments qui intervient ou n'intervient pas. Si la culture des éléments virulents se fait, la nécrose des tissus continue; si la culture virulente est inhibée, on a une culture normale tardive des fibroblastes.

(1) P. GIROUD, *C. R. Soc. Biol.*, 127, 1938, p. 397.
(2) P. GIROUD et J. JADIN, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 3012.

(*Service des Rickettsies, Institut Pasteur, Paris.*)

A 15 h 30 l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 55 m.

L. B.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

OUVRAGES REÇUS PENDANT LES SÉANCES DE MAI 1957.

Bibliographia araneorum. Analyse méthodique de toute la littérature aranéologique jusqu'en 1939, par PIERRE BONNET. Tome II, 3e partie : G-M. Toulouse, Les artisans de l'Imprimerie Douladoure, 1957; 1 vol. 25 cm.

La culture du peuplier, par JEAN POURTET. Préface de PHILIBERT GUINIER. Paris, J.-B. Baillère et fils, 1957; 1 fasc. 19,5 cm.

Les peupliers dans la production du bois et l'utilisation des terres. Collection de la *FAO*, n° 12. Rome, Organisation des Nations Unies pour l'alimentation et l'agriculture, 1956; 1 vol. 23 cm (présenté par M. Ph. Guinier).

Homologies balistiques à site variable en atmosphère réelle. Applications, par ROBERT WINTER. Extrait du *Mémorial de l'Artillerie française*, 1955; 1[er] fasc. Paris, Imprimerie nationale, 1955; 1 fasc. 23,5 cm.

Tables W. R. Outillage numérique de balistique intérieure valable pour toutes les poudres dégressives de la classe $\varphi(\approx) = \sqrt{1-kz}$, par ROBERT WINTER. Fasc. I. *Tables pour le calcul des grandeurs balistiques principales* (*Parcours du projectile. Vitesse. Pression*). Fasc. II. *Tables pour le calcul des coefficients différentiels*, par ROBERT WINTER. Extraits du *Mémorial de l'Artillerie française*. Paris, Imprimerie nationale, 1954; 2 fasc. 26,5 cm.

Un cadre théorique général pour la construction de superoutillages de balistique intérieure. Les tables W. R. à progressivité variable, par ROBERT WINTER. Extrait du *Mémorial de l'Artillerie française* 1954-1955. Paris, Imprimerie nationale, 1956; 1 vol. 23 cm.

Manuels de calculs techniques. Vol. III. *Résolution numérique des équations algébriques*, par JEAN PELTIER. Paris, Gauthier-Villars et Éditions Eyrolles, 1957; 1 vol. 21 cm.

Ciba foundation colloquia on ageing. Vol. 3. *Methodology of the Study of ageing*, by G. E. W. WOLSTENHOLME and CECILIA M. O' CONNOR. London, J. and A. Churchill, 1957; 1 vol. 21 cm.

Symposium sui nuovi farmachi antitubercolari, Milano, 16-17 nov. 1956, in *Atti della societa Lombarda di Scienze medico-biologiche*. Supplemento. Vol. 11, 1956, par M. CORDA, W. MONTORSI. Milano, Edizioni Minerva Medica; 1 vol. 25 cm.

Monografie medicale. I. *Introducere in Biochimia bolilor de Piele*, de VINTILÀ V. MIHÀILESCU. Bucuresti, Editura Academiei Republicii Populare Romîne, 1956; 1 fasc. 20 cm.

Monografii de fizica. I. *Introducere în teoria propagarii caldurii*, de L. HAMBURGER I. *Conductia prin solide*. Bucuresti. Editura Academiei Republicii Populare romîne 1956; 1 vol. 24 cm.

L'abattage : un défi au bon sens... une monstruosité, par MARCEL DARCISSAC; 1 fasc. 21 cm.

Université de Paris. Les conférences du Palais de la Découverte. Série D. n° 47. *Lobatchevsky grand mathématicien russe. Sa vie, son œuvre*, par SOPHIE PICCARD; 1 fasc. 18 cm.

Union minière du Haut-Katanga, 1906-1956. Deuxième édition. Bruxelles, Édition L. Cuypers, 1956; 1 vol. 29 cm.

Mémoires du Muséum national d'histoire naturelle. Nouvelle série. Série A. *Zoologie*. Tome VIII. Fasc. VII. *Les isopodes terrestres des Açores*, par ALBERT VANDEL. Paris. Éditions du Muséum, 1956; 1 fasc. 27 cm.

Derniers refuges. Atlas des réserves naturelles dans le monde, préparé par l'UNION INTERNATIONALE POUR LA CONSERVATION DE LA NATURE ET DE SES RESSOURCES. Préface de ROGER HEIM. Bruxelles, Elsevier, 1956; 1 vol. 27,5 cm (présenté par M. R. Heim).

Geologia de Portugal. Ensaio bibliografico, por LUIS DE MENEZES ACCIAINOLI. Vol. I. Lisboa, Direcçao de Minas e Serviços Geologicos, 1957; 1 vol. 28 cm.

The Year Book of the International council of scientific Unions, 1957; 1 fasc. 21,5 cm,

Essential oils. The Basis of nature's Perfume, by ROBERT SINCLAIR. London, A Unilever Educational Booklet, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Quick-Frozen Foods, by ROBERT SINCLAIR. London, Unilever limited, 1956; 1 fasc. 24 cm.

Encyclopédie biogéographique et écologique. XI et XII. *Inventaire analytique de la flore d'Auvergne et contrées limitrophes des départements voisins.* Tomes I et II, par MAURICE CHASSAGNE. Préface de HENRI HUMBERT. Introduction par PIERRE CHOUARD. Paris, Éditions Paul Lechevalier, 1956; 2 vol. 25 cm.

Académie royale des sciences coloniales. Bulletin des séances. Nouvelle série. III, 1957, I. *Jean Tilho*, par E.-J. DEVROEY. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 21 cm.

Bulletin de l'Institut Océanographique, n° 1095. *L'Antarctide américaine* (Étude météorologique), par JULES ROUCH. Monaco, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Études géologiques pour l'atlas de topographie souterraine. I. *Flore Fossile*, 2e fasc. *Contribution à l'étude des sphénopteris. Les fougères sphénoptéridiennes du bassin houiller du nord de la France*, par JACQUES DANZÉ. 1° : Texte. 2° : Planches. Lille, Imprimerie Davriez-Bataille, 1956; 2 vol. 31 cm.

Mémoires de l'Académie royale des sciences coloniales. Nouvelle série. Tome V, fasc. 1. *Géochronologie africaine* 1956, *résultats acquis au* 1er *juillet* 1956, par ARTHUR HOLMES et LUCIEN CAHEN. Bruxelles, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Handbuch der Sonderstahlkunde, von EDUARD HOUDREMONT. Dritte verbesserte Auflage, Unter Mitarbeit von HANS-JOACHIM WIESTER. Erster und zweiter Band. Springer-Verlag. Berlin, Göttingen, Heidelberg. Verlag Stahleisen m. b. H., Düsseldorf, 1956; 2 vol. 25,5 cm.

Faculté des sciences de Paris. Séminaire « Sophus Lie », 2e année 1955-1956. *Hyperalgèbres et groupes de Lie formels.* Paris, Secrétariat mathématique, 1957; 1 fasc. polycopié 27 cm.

Geology and mineral resources of Japan. Geological Survey of Japan, 1956; 1 vol. 26 cm et 1 planche, 1953, 26 cm.

Pitton de Tournefort médecin et naturaliste 1656-1708, par RENÉ MOREAUX. Extrait des *Mémoires de l'Académie de Stanislas*; 1 fasc. 22 cm.

(*A suivre*).

ACADÉMIE DES SCIENCES.

SÉANCE DU LUNDI 24 JUIN 1957.

PRÉSIDENCE DE M. LÉON BINET.

MÉMOIRES ET COMMUNICATIONS
DES MEMBRES ET DES CORRESPONDANTS DE L'ACADÉMIE.

M. **Gustave Ribaud** signale à l'Académie la présence de MM. **Harry L. Welsh**, Professeur de physique à l'Université de Toronto, et **Henry Margenau**, Professeur de physique théorique et de philosophie des sciences à l'Université Yale, de New Haven. M. le Président leur souhaite la bienvenue ainsi qu'à M. **Selman A. Waksman**, Associé étranger, également présent, et les invite à prendre part à la séance.

Notice nécrologique sur Sir John Townsend, *Correspondant pour la Section de physique.*

par M. **Maurice de Broglie**.

Sir **John Townsend** est mort à Oxford le 16 février, à l'âge de 88 ans. Il restera comme l'un des meilleurs physiciens de son temps, aussi habile dans la théorie que dans l'expérience et fondateur de la théorie cinétique des ions et des électrons dans les gaz faiblement ionisés.

Il était le fils du professeur Édouard Townsend de « Queen's College », à Galway en Irlande, où il était né le 7 juin 1868.

En 1895, il vint à Cambridge, où il devint, en compagnie de Rutherford, un des premiers élèves de J. J. Thomson. Il y rencontra également Larmor et Langevin.

Les premiers travaux qui le mirent en lumière avaient trait à la formation des gouttelettes formant des nuages électriquement chargés; il en déduisit que la charge d'une gouttelette valait à peu près 3×10^{-10} u. é. s.

Tandis que les premiers travaux de Townsend portaient sur l'effet du champ magnétique sur les liquides et sur les rayons X secondaires, il se

tourna très vite vers le mouvement des flots d'électrons dans les gaz soumis à des champs électriques et magnétiques.

Townsend appartenait à la « Société Royale » depuis 1903. L'Académie des Sciences l'avait nommé Correspondant en 1927.

Le Général Ferrié avait obtenu pour lui la Croix de la Légion d'honneur, en raison de son active coopération pendant la guerre de 1914.

Le nom de John Townsend restera surtout attaché à ses deux œuvres principales : d'une part, il a montré que la charge électrique élémentaire portée par un ion dans un gaz est égale à la charge transportée par un ion monovalent dans l'électrolyse et il a pu, par une méthode ingénieuse et originale, mesurer la valeur absolue de la charge élémentaire et, d'autre part, par ses derniers travaux, il a fait comprendre le mécanisme de la décharge disruptive dans les gaz.

CHIMIE ORGANIQUE. — *Union labile de l'oxygène au carbone. L'isomère du photooxyde dissociable de la lophine : constitution et mécanisme de formation.* Note (*) de MM. **Charles Dufraisse** et **Jacques Martel.**

L'isomère de la photooxylophine a été identifié à la N.N'-dibenzoylbenzamidine, préparée pour la première fois à cette occasion. Le mécanisme proposé pour la formation du corps permet d'expliquer aussi la thermolyse de la photooxylophine, avec dissociation conjuguée à l'isomérisation.

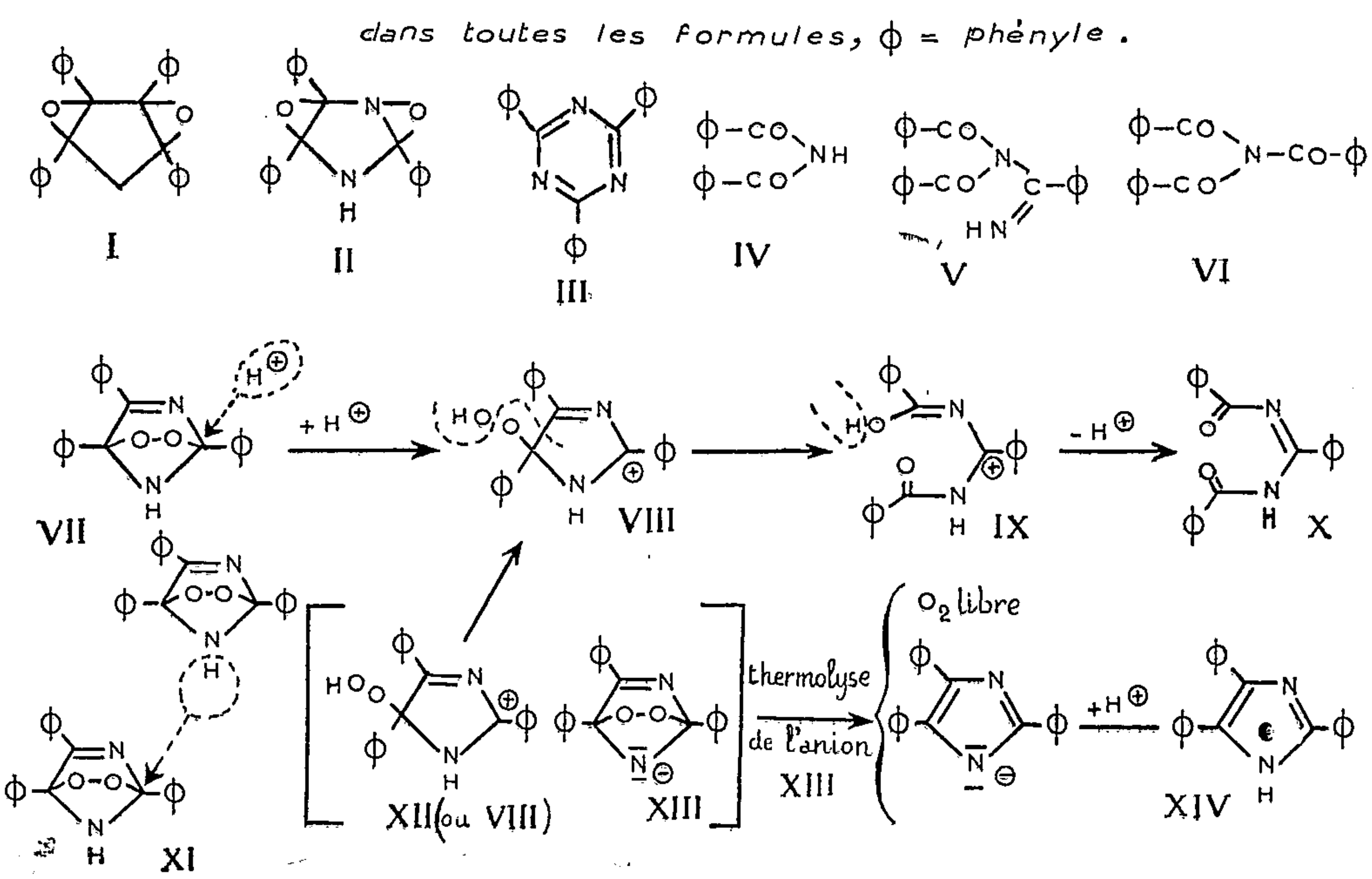
Le photooxyde de lophine, VII, est accompagné dans sa préparation ([1]) d'un isomère, $C_{21}H_{16}O_2N_2$, en lequel il se transforme, lentement à l'état dissous dans un solvant neutre, plus rapidement à froid dans l'acide acétique et enfin, surtout, par la chaleur lors de la dissociation thermique. Dans ce dernier cas, il s'en produit en quantités équivalentes à celles de la lophine simultanément régénérée avec l'oxygène libre.

a. Comme cet isomère n'a plus de propriétés peroxydiques, on a pensé tout d'abord à lui attribuer une constitution semblable à celles qui ont été suggérées pour d'autres isophotooxydes non peroxydiques, comme l'isoascaridole ([2]), ou l'isomère ([3]), I, du photooxytétraphénylcyclopentadiène. Ces corps étant vraisemblablement des bis-époxydes, la formule correspondante en série imidazolique aurait été II; mais, déjà fort peu vraisemblable par elle-même, elle n'a pas tenu devant la suite de l'étude.

Le produit s'hydrolyse très nettement par l'acide chlorhydrique étendu, à l'ébullition, en donnant exactement trois molécules d'acide benzoïque. Une action encore plus douce, celle de l'acide acétique à 60°, le scinde en un mélange équimoléculaire de benzamide et de dibenzamide (benzamide secondaire), IV.

Il fond instantanément à 138° et apparaît relativement résistant au

chauffage jusque vers 175°. Au-delà, vers 225°, il est scindé rapidement et intégralement en triphényltriazine, ou cyaphénine, III, et en dibenzamide, IV. Une thermolyse brutale à température plus élevée donne, en plus, de l'acide benzoïque et du benzonitrile, qui proviennent de la destruction du dibenzamide.



Ces diverses transformations tendent à prouver que le cycle imidazolique n'existe plus dans le produit, mais qu'il a été ouvert entre les sommets 4 et 5, sinon l'hydrolyse aurait laissé unis ces deux carbones et aurait donné du benzile. De plus, cette coupure en 4-5 est accompagnée d'une oxydation, en dehors de laquelle, une action aussi modérée que celle de l'acide acétique se serait avérée incapable d'amener les trois carbones provenant de l'hétérocycle au troisième degré d'oxydation, celui de l'acide benzoïque ou des fonctions dérivées. Par suite, la constitution cherchée n'est autre que celle de la N.N'-dibenzoylbenzamidine, X. Cette formule explique bien l'hydrolyse totale en trois molécules d'acide benzoïque, la scission partielle en benzamide et dibenzamide, enfin, propriété de la benzamidine, la production de cyaphénine par thermolyse, ce traitement faisant d'ailleurs passer l'un des acidyles d'un azote sur l'autre pour former simultanément le dibenzamide, comme on l'a effectivement constaté.

b. On n'a pas manqué de confirmer cette conclusion par la préparation directe de cette dibenzoylbenzamidine, qui n'avait pas encore été signalée à notre connaissance. Seule, la monobenzoylbenzamidine avait été décrite

par A. Pinner ([4]), auteur qui avait manifestement essayé, en vain, de préparer le corps dibenzoylé.

La double benzoylation a bien été réalisée, mais non sans difficultés, ainsi que le donnaient à prévoir les expériences de Pinner. On n'obtient, comme lui, que de la cyaphénine, si l'on essaye d'aboutir en un seul temps, par exemple en traitant le chlorhydrate de benzamidine anhydre par le chlorure de benzoyle en pyridine. Il est nécessaire d'opérer en deux temps. La première benzoylation a lieu suivant les indications de A. Pinner ([4]), en agitant à 50° de l'anhydride benzoïque avec une suspension obtenue par du chlorhydrate de benzamidine, en proportions équivalentes, dans le double de la quantité de soude aqueuse à 10 % nécessaire au déplacement de l'amidine. On purifie par deux cristallisations, l'une en éther de pétrole, l'autre en cyclohexane, qui suffisent à éliminer la cyaphénine : rendement 80 %. La N-benzoylbenzamidine pure, ainsi préparée, $C_{14}H_{12}ON_2$, fond instantanément à 98-99° [98°, d'après E. Beckmann et K. Sandel ([5]); 100°, d'après H. L. Wheeler et P. T. Walden ([6]); 106°, d'après A. Pinner et Fr. Klein ([7])].

La deuxième benzoylation a été plus laborieuse que la première, comme il fallait s'y attendre. Elle a été cependant menée à bien, avec un rendement de 50 %, au moyen du même réactif, l'anhydride benzoïque, mais en opérant, cette fois-ci, en milieu neutre, le benzène au reflux. Le corps obtenu, $C_{21}H_{16}O_2N_2$, $F_{inst} = 139\text{-}140°$, se montre en tous points identique à l'isophotooxyde de lophine, X (épreuve du mélange, hydrolyse en benzamide et dibenzamide). Sa constitution ressort du mode même de formation, avec, cependant, l'éventualité d'un léger doute sur la position du deuxième benzoyle, dont il n'était pas absolument exclus qu'il ait pu se géminer avec le premier sur un seul azote pour donner la N.N-dibenzoylbenzamidine, V. Mais, trois considérations permettent d'écarter la formule V, à benzoyles géminés, au profit de la formule X, à benzoyles séparés sur les deux azotes. Tout d'abord, une première acylation est défavorisante pour l'admission d'un deuxième acidyle : celui-ci se portera donc plutôt sur le second azote. D'un autre côté, l'hydrolyse ménagée d'un corps de formule V devrait donner le benzamide tertiaire, VI, or, il n'a été trouvé que du benzamide secondaire, IV, en accord avec la formule X. Enfin, la formation de cette même dibenzoylbenzamidine par isomérisation du photooxyde VII, dans les conditions très douces qui ont été rappelées plus haut, ne permet pas d'envisager que les deux benzoyles aient pu s'être groupés sur le même azote. La dibenzoylbenzamidine de synthèse et, par suite, l'isophotooxylophine ont donc bien, l'une et l'autre, la structure X de la N.N'-dibenzoylbenzamidine.

c. Le mécanisme de l'isomérisation du photooxyde par les acides repose évidemment sur l'intervention d'un proton, VII. Nous supposons qu'il en

résulte l'hydroperoxyde intermédiaire VIII, lequel subit aussitôt la coupure normale entre les deux carbones contigus, pour aboutir à la structure hydroxycarbonylée IX; celle-ci, après perte du proton et réarrangement électronique, donne le produit final, X.

En milieu neutre, le proton, en raison du caractère amphotère du photooxyde, pourrait être fourni par une molécule du voisinage, XI, en une sorte de salification mutuelle, [XII-XIII]. Par la suite, l'anion XIII reprendrait son proton, après transformation du cation XII suivant VIII à X, et le même processus recommencerait avec la participation d'une nouvelle molécule. Aux températures peu élevées les molécules du photooxyde subiraient, l'une après l'autre, une telle transformation et ainsi s'expliquerait l'isomérisation lente en solutions neutres.

Mais le sort de l'anion XIII ne serait plus le même aux températures de l'ordre de 170°, où il se dissocierait, en régénérant la lophine, XIV, par abandon de son oxygène, dont le départ à l'état libre ne serait plus perturbé par la proximité du proton à l'azote, puis récupération du dit proton : XIII → XIV. Ainsi s'interpréteraient l'un par l'autre les deux faits si imprévus qui caractérisent le photooxyde hétérocyclique pentagonal qu'est la photooxylophine, savoir : la dissociation partielle avec départ d'oxygène libre, en dépit de la présence voisine d'un proton très mobile, et le jumelage équimoléculaire de cette dissociation avec l'isomérisation.

(*) Séance du 17 juin 1957.

(1) CH. DUFRAISSE, A. ÉTIENNE et J. MARTEL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 970.

(2) E. K. NELSON, *J. Amer. Chem. Soc.*, 33, 1911, p. 1404; *ibid.*, 35, 1913, p. 84; H. THOMAS et W. DOBKE, *Arch. Pharm.*, 268, 1930, p. 128; F. RICHTER et W. PRESTING, *Ber.*, 64, 1931, p. 878.

(3) J. AUBRY, *Thèse*, Paris, 1957.

(4) *Ber.*, 22, 1889, p. 1606.

(5) *Ann.*, 296, 1897, p. 285.

(6) *Amer. chem. J.*, 20, 1898, p. 571.

(7) *Ber.*, 11, 1878, p. 764.

MYCOLOGIE. — *Culture pure et obtention semi-industrielle des Agarics hallucinogènes du Mexique*. Note de MM. **Roger Heim** et **Roger Cailleux**.

Dans deux Notes précédentes (1), l'un de nous (R. H.) a appelé l'attention sur les champignons divinatoires recueillis au Mexique central et méridional par M. R. Gordon Wasson et Mme Valentina Pavlovna Wasson durant leurs voyages chez les Indiens Mazatèques, Zapotèques, Mixes et Nahuas qui utilisent ces espèces au cours de cérémonies rituelles d'origine précortésienne, en raison de leurs propriétés hallucinogènes, génératrices de somptueuses visions colorées (2).

Il a alors apporté une première documentation sur les caractères et la nature de ces champignons, et signalé qu'à partir des spécimens desséchés, recueillis sur place par M. et Mme Wasson, qui les lui avaient transmis, il avait pu, au Laboratoire de Cryptogamie du Muséum, à Paris, obtenir en culture pure mycélienne, puis à l'état de fructifications abondantes, l'une de ces espèces hallucinatoires, le *Stropharia cubensis* Earle. L'expédition faite en juillet-août 1956 avec M. R. G. Wasson et M. Guy Stresser-Péan dans les pays mazatèque et chatino, puis, dans la région aztèque, lui a permis ensuite, non seulement de réunir une documentation importante sur ces champignons, sur leur usage, sur les symptômes qui suivent leur ingestion, mais de recueillir, en plus de la précédente, à l'état frais et en abondance, les cinq principales espèces hallucinogènes mexicaines appartenant au genre *Psilocybe : Ps. mexicana* Heim, *Ps. Aztecorum* Heim, *Ps. Zapotecorum* Heim, *Ps. cærulescens* Murr. var. *Mazatecorum* Heim et var. *nigripes* Heim. Des précisions sur leurs particularités morphologiques et micrographiques ont été transcrites précédemment ([3]) et de brèves diagnoses latines présentées à leur propos ([4]).

Au cours de ce voyage chez les Indiens, il a pu d'autre part réaliser sur place, à partir de prélèvements de chair, la culture pure, sur milieu maltosé, des six espèces vivantes récoltées, tandis que les sporées, recueillies dans ces conditions et expédiées au Muséum de Paris à R. Cailleux ont permis à celui-ci d'obtenir en culture pure, à partir de la spore, cinq des espèces ci-dessus mentionnées. Sur ces matériaux vivants, les deux auteurs de cette Note ont pu effectuer un grand nombre d'essais destinés à définir les conditions les plus aptes à la culture de ces champignons, non seulement à l'état pur, en tubes ou en Erlenmeyer, mais en conditions non aseptiques, en cages vitrées dans lesquelles étaient rassemblées, pour chacune d'elles, une quinzaine de terrines de 16 cm de diamètre renfermant le compost convenable, préalablement ensemencé. Nos essais se sont appliqués jusqu'ici à quatre espèces : *Stropharia cubensis* — déjà expérimenté depuis 1956 —, *Psilocybe mexicana*, *Ps. cærulescens* var. *Mazatecorum*, enfin *Ps. Zapotecorum*. Les résultats ont été concluants et extrêmement favorables pour les deux premières espèces, favorables pour la troisième, positifs mais incomplets pour la quatrième.

Les milieux de culture sont constitués par des composts naturels, au support pailleux, qui ont subi durant une assez longue période une série de manipulations dont le détail sera fourni d'autre part. Ils ont été stérilisés dans des conditions précises, ensemencés avec du mycélium obtenu précédemment en culture pure sur malt gélosé, dans des tubes maintenus à une température de 22-24°. De plus amples précisions relatives à la composition de ces milieux seront livrées ultérieurement.

Après complet envahissement de la masse du substrat — soit environ

2 semaines —, on procède à un recouvrement du compost, réalisé avec un mélange de terres diverses, convenablement choisies, les unes silico-sableuses, les autres calcaires. A ce moment, les terrines peuvent être placées dans les cages vitrées, subissant une exposition directe à la lumière du jour. La température peut y osciller entre 19 et 25° C. L'apparition des carpophores exige de 3 à 6 semaines. La technique utilisée doit tenir compte de précautions toutes particulières, exigeant une connaissance des besoins d'ordre nutritif et physique de ces champignons, et elle s'inspire de « tours de main » indispensables.

Quelques indications propres à chaque espèce expérimentée permettront de mieux saisir l'intérêt de cette mise au point.

1° *Stropharia cubensis.* — Le champignon fructifie parfaitement en tubes à essai, sur maltea à 2 %, de 4 à 8 semaines après l'ensemencement, à condition de maintenir les cultures à la lumière du jour et d'éviter le bleuissement de la chair et la décrépitude qui se manifestent à l'obscurité. Bien entendu, dans ces conditions, les carpophores sont plus petits que dans la nature, le pied se révèle plus grêle, mais les caractères normaux, la couleur et les proportions sont exactement conservés. La sporulation se produit abondamment et les spores se révèlent fertiles; à partir d'échantillons poussés sur maltéa, elles mesurent 11-13 × 8-9,5 μ en profil frontal et 11-13,5 × 8,5-9 μ en dorsiventral; sur compost naturel : 12-15 × 8-10 × 7,5-8 μ. En Erlenmeyer, en bocaux, en terrines, la fructification se réalise assez facilement, conduisant à des carpophores de grande taille, voire supérieure à celle des champignons dans la nature. Le poids moyen d'un carpophore est de 8 à 15 g, mais il peut atteindre 40 g, voire 56. Il s'écoule généralement 4 à 6 semaines entre l'ensemencement et l'apparition des premiers réceptacles. La production en terrines, continue pendant 4 à 7 semaines sur un tel récipient de 16 cm de diamètre, pour un compost épais de 4 à 5 cm, varie de 4 à 10 carpophores pour un poids total de 35 à 113 g de champignons frais. Maintenus à l'obscurité, les primordiums avortent, mais il est à remarquer qu'une faible quantité de lumière suffit pour permettre l'accroissement normal des fructifications dont l'héliotropisme est net. Aucun carpophore ayant crû dans ces conditions n'a subi de déformations (*pl.* I, *fig.* 1, 2).

Cette espèce résiste parfaitement aux contaminations auxquelles sont exposées d'ordinaire de telles cultures soumises à des conditions non stériles. Ajoutons enfin que ses propriétés hallucinogènes et organoleptiques se maintiennent en culture, ainsi qu'il résulte de l'expérience tentée par l'un de nous (R. H.) à partir de 5 échantillons frais de grande taille.

2° *Psilocybe mexicana.* — C'est avec cette espèce que la réussite culturale a atteint son meilleur rendement et sa pleine efficacité.

Sur maltéa gélosé 2 %, la fructification apparaît aisément de 4 à

6 semaines après l'ensemencement. Le stipe s'allonge parfois de manière excessive, mais le chapeau reste normal et la production des spores demeure abondante en général. De petites masses charnues, dures, mycéliennes, blanc pur, de la grosseur d'un pois, se constituent sur le milieu. On les retrouvera, beaucoup plus développées, atteignant 3 cm de diamètre, et un poids de 4,5 g, sur les terrines (*pl.* I, *fig.* 3). En se desséchant, elles durcissent et prennent l'aspect de masses sclérotiques.

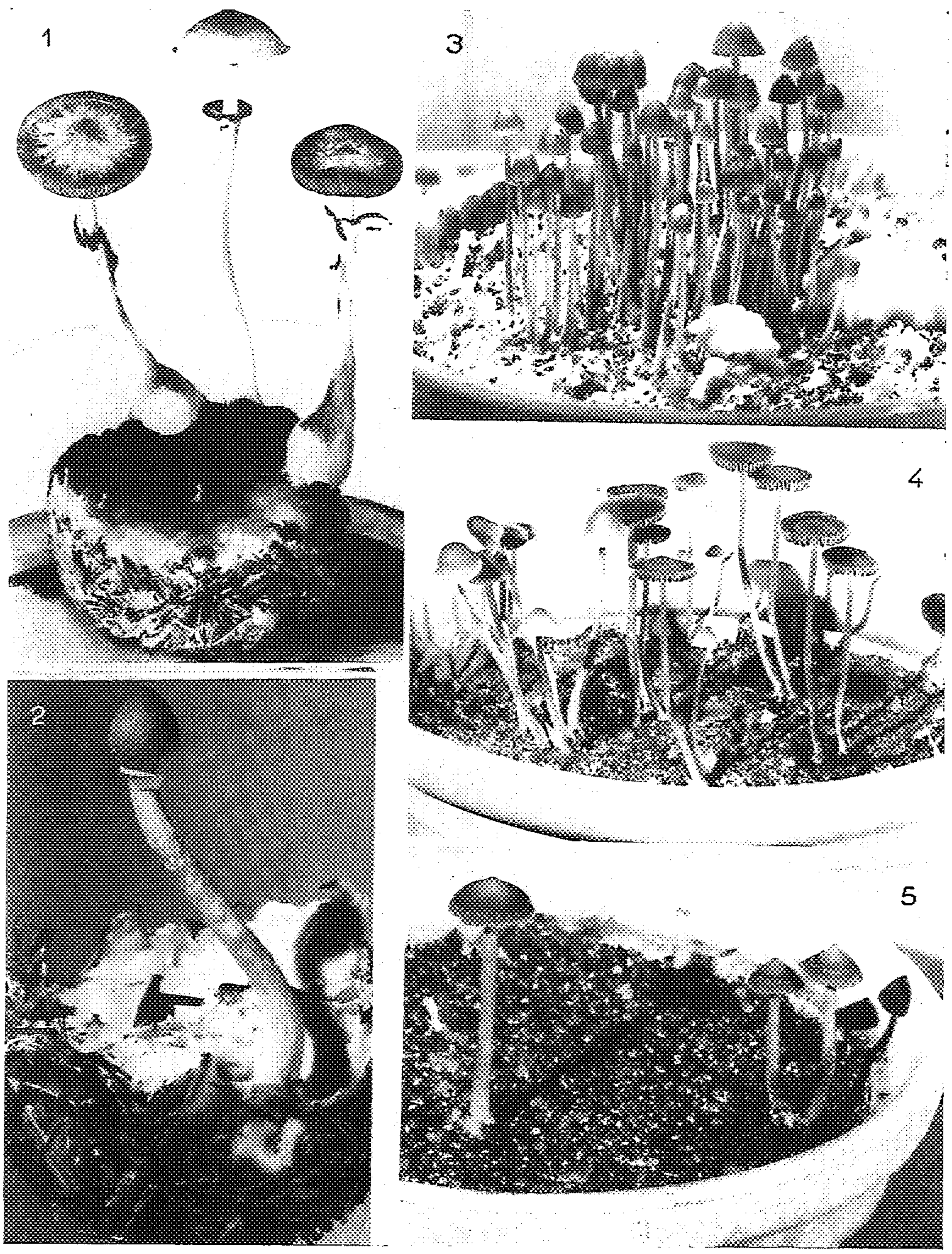
Dans ces récipients, les premiers carpophores apparaissent de 30 à 40 jours après l'ensemencement et la production sur le même compost peut se prolonger pendant deux mois, se montrant d'ailleurs très variable quantitativement pour la même souche. Il est à remarquer, en effet, que les carpophores obtenus en culture, s'ils offrent une certaine constance pour une souche donnée, manifestent des différences très notables selon leur origine même. Parmi elles, certaines souches (n° 7) ne produisent que très rarement des fructifications quoique placées dans les mêmes conditions que les autres. Mais, pour toutes, une exigence très élevée en lumière solaire s'impose pour le développement des carpophores, fortement héliophiles.

Nos remarques mettent en évidence l'existence de souches morphologiquement quelque peu différentes, mais chacune d'elles se maintient constante par la suite dans ses particularités physionomiques. Certaines se révèlent dans leurs fructifications identiques aux échantillons sauvages (n° 14), mais les dimensions des spores se réduisent généralement du fait de la culture : 8,5-10 × 7-7,5 et 7,5-9,5 × 5,5-7 contre 9-11,8 × 6-8-9 et 9,3-10,5 × 6-7 μ. D'autres offrent régulièrement un chapeau anormalement étalé, bientôt relevé sur la marge (n° 13) (*pl.* I, *fig.* 4). Quelquefois, il apparaît plus nettement galériculé, à bord étroitement réfléchi (n° 1) (*pl.* I, *fig.* 3), ou au contraire relativement robuste, à chair plus tenace, plus résistante, à hyménium plus clair, à pied plus puissant, à voile général pelucheux-laineux subsistant longtemps sur le chapeau selon des squames légères et caduques, concentriquement disposées (n° 16) (*pl.* I, *fig.* 5), les spores des échantillons sur compost se montrant, ici encore, plus grosses que sur maltéa (6-7 × 5-5,5 × 4,5-5 contre 5-6,5 × 4-5,5 × 4-4,2 μ).

Le n° 14 a produit, d'autre part, une mutation (n° 14 *bis*) à spécimens relativement puissants.

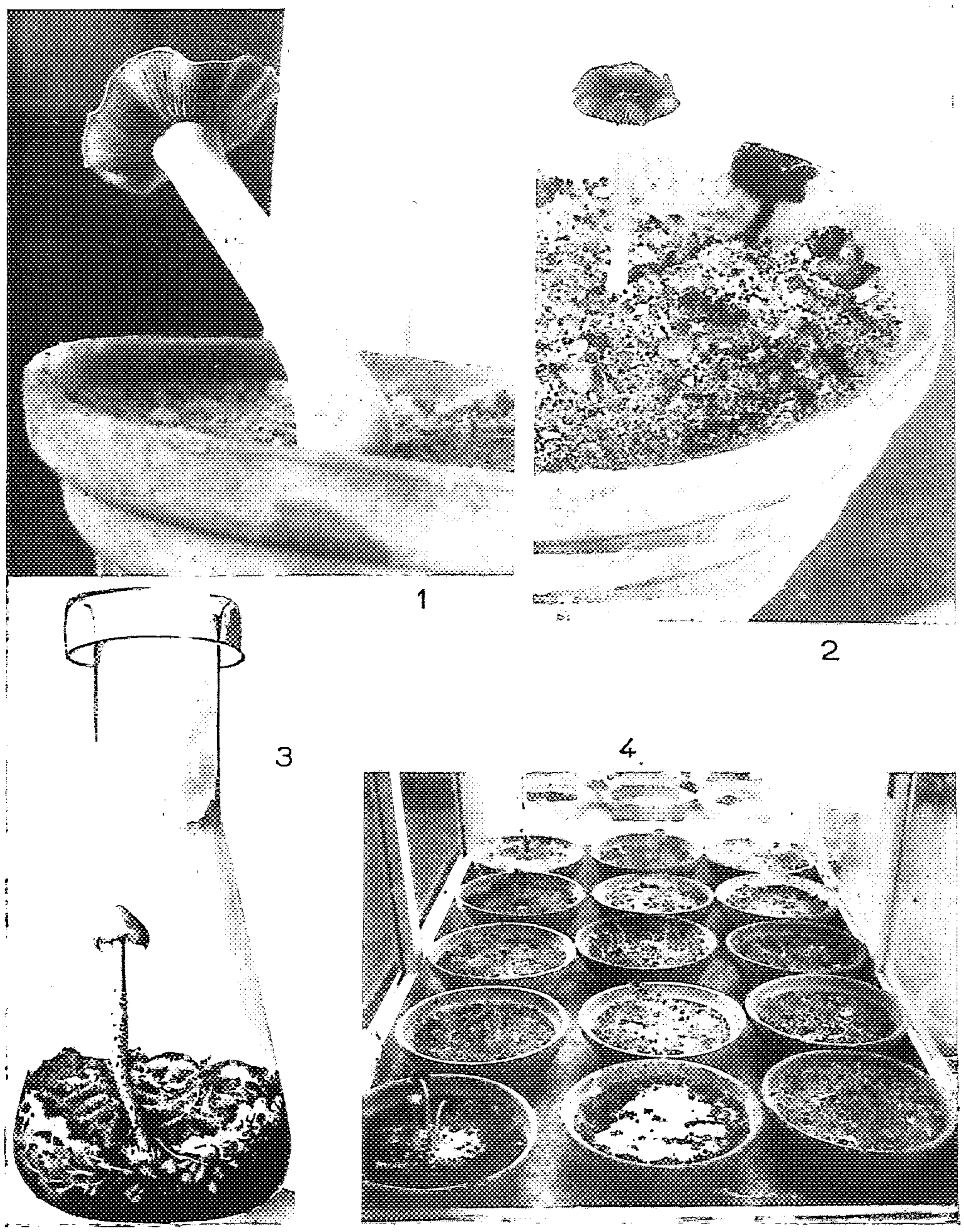
Les mensurations sporales semblent varier quelque peu quand la « relève » est faite sur terrine à partir de spores précédemment obtenues dans ces mêmes conditions. Ainsi, avec la souche n° 13, ce passage correspond à une augmentation du volume sporique (de 9-10 × 6,5-7 × 5,5-6,3 μ à 9,5-11-12 × 6,5-8 × 6,3-7-8 μ) qui rejoint alors celui des échantillons sauvages (9-11,5 × 6,5-7,3 × 6-6,8 μ) dont la culture avait provoqué le fléchissement des dimensions sporales jusqu'à leur régénération par voie

PLANCHE I.



1, reproduction d'une aquarelle peinte par Michelle Bory représentant une culture de *Stropharia cubensis* sur compost pailleux, en conditions stériles, 50 jours après l'ensemencement (souche n° 1277); 2, photographie d'une jeune fructification en culture pure du *Stroph. cubensis*, 39 jours après l'ensemencement (souche n° 1277); 3, culture de *Psilocybe mexicana* (souche n° 1) sur compost naturel complexe 47 jours après l'ensemencement, montrant les masses sclérotiques; 4, la même espèce (souche n° 13) 65 jours après l'ensemencement; 5, la même espèce (souche n° 16) 82 jours après l'ensemencement.

PLANCHE II



1, culture du *Psilocybe cærulescens* var. *Mazatecorum* (souche n° 10), 78 jours après l'ensemencement; 2, culture de la même espèce (souche n° 9), 98 jours après l'ensemencement; 3, reproduction d'une aquarelle de Michelle Bory représentant une culture de *Psilocybe Zapotecorum* obtenue 140 jours après l'ensemencement sur mousse humide en milieu stérile; 4, vue partielle de l'installation où a été réalisée la culture des Psilocybes hallucinogènes (*Ps. mexicana*).

Photographies du Laboratoire de Cryptogamie du Muséum (Renée Haccard, Roger Heim), sauf planche II n° 1 (phot. Hubert Gillet). Réduction aux 2/3, sauf planche II, n° 4, réduction au quart.

sexuée. La souche n° 1 montre une variabilité très nette à la fois dans les dimensions sporales et les caractères morphologiques; ces derniers sont frappés de fréquentes anomalies : torsion, éclatement, élongation du pied, anastomoses interlamellaires, déformation dissymétrique du chapeau, réduction extrême de celui-ci.

On peut dire que le rendement moyen d'une terrine de 16 cm de diamètre, en *Psilocybe mexicana*, est de l'ordre de 12 à 15 g de matière fraîche pour un temps de production s'étageant sur 7 semaines au moins et 9 semaines au plus, après une période d'incubation mycélienne de l'ordre de 4 à 5 semaines dans le compost. Le poids d'un carpophore frais varie de 0,05 g au minimum à 3 g au plus.

Les qualités hallucinogènes et organoleptiques de ce champignon se conservent en culture, ainsi que le prouve l'essai entrepris sur lui-même par l'un de nous (R. H.) à partir de 32 exemplaires frais.

3° *Psilocybe cærulescens* var. *Mazatecorum*. — Avec cette espèce, l'obtention de primordiums en tubes, sur maltéa, n'a jamais été réalisée.

Sur diverses sortes de composts naturels et hétérogènes, stériles, le mycélium envahit les chaumes, résistant parfaitement aux développements de Mucédinées. Pour certaines compositions de milieux, les fructifications apparaissent, mais tardivement : de 55 à 85 jours après l'ensemencement. Les champignons atteignent 3 à 5 cm de haut, le chapeau 2 à 2,5 cm de diamètre. L'espèce est moins sensible à la lumière que les précédentes. En utilisant un mélange de compost pailleux, stérile, et de certains éléments organiques, les fructifications peuvent être fort belles, naissant 16 jours après l'apparition du primordium et 70 jours après l'ensemencement. Le pied atteint 7,5 cm de hauteur et le chapeau 6,5 cm de diamètre, les spores (n°s 9, 10) se montrant dans leurs dimensions de même taille que sur les exemplaires sauvages. Cependant, il convient de signaler que les milieux utilisés n'ont pas donné jusqu'ici des résultats très favorables, l'extrême lenteur du développement du mycélium et de la fructification augmentant les risques de contamination.

Selon les qualités nutritives du milieu, les carpophores offrent des dimensions très différentes. Cette remarque rejoint celle qu'on peut émettre dans la nature où la variabilité de cette espèce se révèle considérable. Ainsi, nous avons obtenu successivement sur le même compost des carpophores minuscules, puis relativement énormes (*pl.* II, *fig.* 1) et à spores plus grosses ($6\text{-}8 \times 4{,}5\text{-}6 \times 4{,}2\text{-}5{,}7$ contre $5{,}5\text{-}6{,}2 \times 4{,}5\text{-}5 \times 4\text{-}4{,}5\ \mu$), enfin de taille réduite (*pl.* II, *fig.* 2).

4° *Psilocybe Zapotecorum*. — On sait que ce champignon remarquable des pays zapotèque et chatino, le plus spectaculaire et le plus grand parmi les Psilocybes hallucinatoires, croît dans l'eau des marécages. Aussi ne s'étonnera-t-on pas de la réussite à laquelle sa culture a abouti sur mousse

sèche et stérile (*Leucobryum glaucum* et Polytric), en flacon d'Erlenmeyer de 500 cm^3, *sans aucune addition de substances nutritives*, mais simplement d'eau stérile. Nous avons remarqué tout d'abord, au bout de trois mois et demi, des fructifications minuscules, à pied bien différencié, dont le chapeau a avorté, venues notamment sur le cours des filaments qui croissent contre la paroi intérieure du flacon stérile. Enfin, un carpophore normal a été obtenu dans ces conditions; épanoui le 18 mai 1957, il correspondait à un ensemencement réalisé le 29 décembre 1956, puis à une ébauche primordiale apparue le 10 mai 1957. Le champignon (*pl.* II, *fig.* 4) portait des basidiospores normales : $5{,}5\text{-}6{,}5 \times 3\text{-}3{,}5 \times 2{,}7\text{-}3{,}3\ \mu$.

Les réussites ci-dessus décrites, propres au *Stropharia cubensis* et au *Psilocybe mexicana*, déjà amorcées quant au *Psilocybe cærulescens* var. *Mazatecorum*, représentent les seuls exemples de culture industrialisable, sur compost naturel complexe, conservé en conditions non stériles, qui aient été à ce jour réalisés dans les régions européennes et nord-américaines, en dehors de celle qui concerne le champignon de couche (*Psalliota hortensis*) (5). Cette dernière espèce a connu à ce propos un succès industriel et commercial exceptionnel, s'appliquant depuis près de quatre siècles à une réussite dont on sait le caractère spectaculaire et exclusif, mais elle fructifie rarement au laboratoire, même sur fumier. Les résultats nouveaux auxquels nous sommes parvenus en réalisant la culture fructifère, automatique et abondante, en conditions soit stériles, soit non stériles, des champignons hallucinogènes du Mexique, ouvrent à l'étude pharmacodynamique et chimique de ces Agarics, par l'apport d'un matériel vivant relativement abondant, les moyens indispensables à de telles investigations.

(1) R. HEIM, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 965 et 1389.

(2) V. P. et R. G. WASSON, *Mushrooms, Russia and History*, 2 vol., New-York, 1957.

(3) R. HEIM, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 695.

(4) R. HEIM, *Revue de Mycologie*, 42, fasc. 1, mai 1957, p. 58.

(5) La culture commerciale de plusieurs autres espèces comestibles a été réalisée depuis longtemps d'une part au Japon, d'autre part en Chine, enfin, avec le *Volvaria esculenta*, dans les régions intertropicales. Mais, des essais réalisés en Europe, seule a pris naissance l'industrie de la culture du *Psalliota hortensis*, les réalisations sporadiques obtenues avec les Morilles, certaines Pezizes, le pied bleu (*Rhodopaxillus nudus*), et quelques autres champignons comestibles, n'ayant nullement le même caractère prévisible et commercial.

(*Laboratoire de Cryptogamie du Muséum National d'Histoire Naturelle, Paris.*)

BIOLOGIE DES MOUSTIQUES. — *Sur l'existence de deux entités biologiques distinctes dans la définition du moustique commun rural,* Culex pipiens pipiens. Note de M. **Émile Roubaud**.

L'exposé fait ressortir l'existence de deux biotypes distincts, réunis jusqu'ici sous la dénomination commune de moustique rural *Culex pipiens pipiens*.

Le Moustique commun paléarctique que j'ai défini sous le terme de moustique rural *Culex pipiens pipiens* (1), présente un certain nombre de caractéristiques biologiques qui permettent de le situer dans ce qu'on nomme aujourd'hui le complexe du *pipiens*. Ces caractéristiques sont : l'absence de pouvoir autogène, une ornithophilie essentielle qui fait que, le plus souvent, les peuplements de ce moustique sont ignorés des humains, dans les campagnes, une eurygamie plus ou moins accusée, mais toujours très éloignée de la sténogamie stricte des Culex autogènes; enfin et surtout l'existence d'une longue diapause ovarienne, avec accompagnement d'un développement extrême du corps gras, par autotrophie adipogénique, chez les femelles appelées à hiverner. Celles-ci peuvent alors demeurer, de l'automne au printemps, sans prendre aucune nourriture, ni sanguine, ni sucrée, dans une condition d'asthénobiose qui semble directement imposée par le froid, bien qu'elle en soit cependant indépendante.

Certains auteurs (Peus 1930, P. Lacour 1937, etc.) ont contesté la réalité de cette diapause obligatoire, en s'appuyant sur le fait que, dans certains cas, les peuplements hivernants du *pipiens* en paraissent dépourvus. Mais l'analyse biologique n'a pas été poussée assez loin, en général, pour qu'il soit permis d'affirmer qu'il s'agissait bien du moustique en cause et non d'autres représentants du complexe, comme les autogènes.

Pourtant, P. Tate et M. Vincent (2); en Angleterre, ont réussi à maintenir, pendant trois années, en élevage continu une souche de *pipiens*, sans que le cycle des générations de l'insecte ait été interrompu par une suspension spontanée de l'activité reproductrice des femelles. De leurs recherches, très soigneuses, il résulte que ces auteurs ont cru pouvoir rapporter à l'action stimulante de la lumière artificielle, dans les conditions où ils opéraient, la disparition de la phase de torpeur ou d'asthénobiose hivernale, chez le *pipiens* anautogène. Ainsi se trouvait remise en question la nature cyclique obligatoire de la diapause ovarienne qui affecte le type rural classique du *pipiens*, tel que je l'ai défini.

Mais les observations, récemment présentées (3), sur le *pipiens* anautogène de Normandie, montrent que l'activité continue constatée chez les représentants de la souche anglaise de *pipiens*, n'est pas due à des influences extérieures stimulantes, agissant sur la physiologie des moustiques.

L'absence de diapause dans cette souche doit être considérée comme un phénomène propre à cette dernière et qui l'assimile au *pipiens* homodyname de Condé-sur-Ifs.

Dans le déterminisme de l'homodynamie qui caractérise ces deux souches de *pipiens* anautogènes, l'action de l'éclairement n'est certainement pas en cause, puisque le Culex de Normandie, dont les femelles, dans leur station-gîte naturelle, vivent en condition d'obscurité continue, manifeste exactement les mêmes caractéristiques d'activité que les moustiques de la souche britannique. Par ailleurs, il y a identité complète entre les réactions biologiques et trophiques du *pipiens* anautogène de Tate et Vincent, et celles que l'analyse a permis de définir pour le *pipiens* anautogène de Condé-sur-Ifs.

Des résultats de cette analyse, on est amené à conclure qu'il n'y a pas, en fait, un biotype anautogène unique dans le domaine génotypique du *pipiens* paléarctique rural, mais bien deux entités distinctes, l'une homodyname, l'autre hétérodyname. Dans l'Europe du Nord, tout au moins, existent deux représentants différents du moustique rural paléarctique, jusqu'alors confondus sous la dénomination uniforme de *Culex pipiens pipiens* et dont, en particulier, les aptitudes de réaction à l'hiver sont bien distinctes. Si l'anautogène hétérodyname, c'est-à-dire affecté d'une longue diapause hivernale spontanée, représente un moustique bien adapté à résister à la longue durée de la saison froide dans nos régions, par contre, l'anautogène homodyname ne manifeste, dans ce sens, qu'une adaptation encore imparfaite et précaire. Son hibernation est du type conditionnel et ce sont les influences combinées de la température et de l'état hygrométrique qui permettent, ou non, le maintien de ce Culex, pendant la saison froide, dans ses gîtes naturels. La mort vient rapidement l'y surprendre dès que la température s'élève ou que l'humidité régresse.

Il apparaît nécessaire de distinguer nominalement ces deux biotypes anautogènes paléarctiques. A côté du *pipiens pipiens*, hétérodyname, je dénommerai, sous le qualificatif de *pipiens disjunctus*, le second type de Culex rural, qui doit être effectivement disjoint du précédent, en raison surtout de ses possibilités d'activité continue. Par ce dernier caractère, ce type se trouve apparenté à un troisième type anautogène ressortissant au complexe du *pipiens*, le *pipiens berbericus* ou Culex anthropophile des régions méridionales, méditerranéennes ou berbériques.

Ces trois biotypes de *pipiens* sont d'ailleurs différenciés par la structure du *phallosome*, ainsi que nous l'établirons prochainement.

(1) *Ann. Sc. nat. Zool.*, 16, 1933, p. 5 et *Bull. Soc. Path. Exot.*, 38, 1945, p. 47-60.
(2) *Parasitology*, 28, n° 1, janvier 1936, p. 115-145.
(3) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3001.

DÉSIGNATIONS.

M. **Gustave Ribaud** est désigné, conjointement avec M. **Eugène Darmois** précédemment délégué, pour représenter l'Académie aux Cérémonies qui auront lieu à Colmar, les 9 et 10 novembre 1957, à l'occasion du Centenaire de la consécration officielle de l'Œuvre scientifique de **Gustave-Adolphe Hirn**.

PRÉSENTATIONS.

Dans la formation d'une liste de candidats à la Chaire de Zoologie (Reptiles et Poissons) du Muséum National d'histoire naturelle, pour la première ligne, M. *Jean Guibé* obtient 47 suffrages contre 4 à M. *Jacques Daget*.

Pour la seconde ligne, M. *Jacques Daget* obtient 47 suffrages ; il y a 1 bulletin blanc.

En conséquence, la liste présentée à M. le Ministre de l'Éducation Nationale de la Jeunesse et des Sports, comprendra :

En première ligne................ M. **Jean Guibé**.
En seconde ligne................. M. **Jacques Daget**.

CORRESPONDANCE.

M. **Henri Besairie** prie l'Académie de bien vouloir le compter au nombre des candidats à la place de Membre non résidant vacante par la mort de M. *Luc Picart*.

M. le **Secrétaire perpétuel** signale, parmi les pièces imprimées de la Correspondance :

1° *Benjamin Franklin's unfinished business*, edited by Helen and Clarence Jordan (Story of the International Celebration of the 250 th Anniversary of the Birth of Benjamin Franklin, 1706-1956);

2° *Über halbvertauschbare Polynome*, von Gunnar af Hällström;

3° Gaetano de Marco. *Il calcolo dell' infinitamente grande*. Vol. I et II;

4° Office de la recherche scientifique et technique Outre-Mer. *Café, Cacao, Thé*. Volume I, n° 1 ;

5° *Revista de la Sociedad Lunar Internacional*. Vol. I, n° 1.

THÉORIE DU POTENTIEL. — *Sur la polarisation et la masse virtuelle.* Note (*) de M. **Menahem Schiffer**, transmise par M. Georges Pólya.

Les rapports que l'auteur a obtenus récemment entre les solutions des problèmes intérieurs et celles des problèmes extérieurs permettent de démontrer et même de préciser deux propriétés isopérimétriques de la sphère qui n'ont été énoncées qu'hypothétiquement jusqu'à présent; l'une de ces propriétés concernant la masse virtuelle a été formulée par Pólya, l'autre concernant la polarisation par Schiffer et Szegö.

1. Nous utiliserons les notations et les résultats d'une Note précédente ([1]); pour un traitement détaillé de la polarisation et de la masse virtuelle, *voir* ([3]).

Soient $x_i (i=1, 2, 3)$ les coordonnées rectangulaires en E. Nous définissons la fonction harmonique $\psi_i \in \tilde{H}$ par deux propriétés : ψ_i n'a pas de source à l'infini et $\psi_i - x_i$ est constante sur S; on peut même admettre que cette constante est zéro en prenant le « centre électrostatique » de S comme origine des coordonnées, $i=1, 2, 3$. Donc les fonctions $\Psi_i = x_i - \psi_i$ s'annulent sur S et sont régulières en $\tilde{D}$, excepté le dipôle à l'infini; elles admettent une interprétation électrostatique simple. Soit $\mathbf{e}=(e_1, e_2, e_3)$ un vecteur de longueur l, et considérons le champ électrostatique uniforme de direction $\mathbf{e}$ et d'intensité 1. Si l'on introduit la surface conductrice S, il en résulte un champ nouveau dont le potentiel est $\Psi = \sum e_i \Psi_i$. L'intégrale de Dirichlet

$$\mathbf{P} = \left(\sum e_i \psi_i\right)^2 = \sum \sum p_{ik} e_i e_k, \qquad p_{ik} = (\psi_i, \psi_k), \tag{1}$$

représente l'énergie de la modification du champ due à la présence de S et s'appelle la *polarisation* de S dans la direction $\mathbf{e}$; $((p_{ik}))$ est le tenseur de polarisation de S.

Il y a encore un autre rapport entre les fonctions harmoniques ψ_i et la forme quadratique $\mathbf{P}$. En développant ψ_i en une série de fonctions sphériques de Laplace valable à grande distance, on obtient

$$\psi_i = r^{-3} \sum e_{ik} x_k + O(r^{-3}); \tag{2}$$

la matrice $((e_{ik}))$ est symétrique; nous désignons par $\mathbf{E}$ la forme quadratique dont la matrice est $((e_{ik}))$ et par V le volume du corps dont la surface est S. Alors on a

$$\mathbf{P} = 4\pi \mathbf{E} - \mathbf{V}. \tag{3}$$

D'autre part, nous définissons $\varphi_i \in \tilde{H}$ par la condition $\partial\varphi_i/\partial n = \partial x_i/\partial n$ sur S. Alors la dérivée normale de la fonction $\Phi_i = x_i - \varphi_i$ s'annule sur S et Φ_i elle-même est régulière en $\tilde{D}$ excepté le dipôle à l'infini. Ces fonctions admettent

une interprétation hydrodynamique. Considérons S comme la surface impénétrable d'un corps solide immergé dans un liquide infini, homogène et incompressible qui est en mouvement stationnaire et irrotationnel, la vitesse à l'infini ayant la direction de **e** et la grandeur 1 ; alors le champ de vitesses dérive du potentiel $\Phi = \sum e_i \Phi_i$. L'intégrale de Dirichlet

$$(4)\qquad \mathbf{W} = \left(\sum e_i \varphi_i\right)^2 = \sum \sum w_{ik} e_i e_k, \qquad w_{ik} = (\varphi_i, \varphi_k)$$

s'appelle la *masse virtuelle* de S dans la direction **e** et $((w_{ik}))$ est le tenseur de la masse virtuelle.

Développons aussi φ_i en série de Laplace valable à grande distance :

$$(5)\qquad \varphi_i = r^{-3} \sum d_{ik} x_k + O(r^{-3}).$$

La matrice $((d_{ik}))$ est symétrique ; soit **D** la forme quadratique correspondante. Alors

$$(6)\qquad \mathbf{W} = 4\pi \mathbf{D} - \mathbf{V}.$$

2. Remarquons que la polarisation et la masse virtuelle sont exprimées par l'intégrale de Dirichlet des deux fonctions $\tilde{\alpha}(z) = \sum e_i \psi_i$ et $\tilde{\beta}(z) = \sum e_i \varphi_i$, éléments de $\tilde{\mathrm{H}}$, la première desquelles a les mêmes valeurs et l'autre la même dérivée normale sur S que $\alpha(z) = \sum e_i x_i$ élément de H. Donc nous pouvons appliquer les inégalités (21) et (22) d'une Note précédente [1] qui nous donnent

$$(7)\qquad \mathbf{P} \geqq (\alpha)^2 \frac{\{\alpha\}^2}{[\alpha]^2},$$

$$(7)'\qquad \mathbf{W} \geqq (\alpha)^2 \frac{[\alpha]^2}{\{\alpha\}^2}.$$

D'après la définition de métrique à la Dirichlet

$$(8)\qquad (x_i, x_k) = \mathrm{V}\,\delta_{ik}, \qquad (\alpha)^2 = \mathbf{V}.$$

Pour évaluer $\{\alpha\}^2$ et $[\alpha]^2$ introduisons le tenseur

$$(9)\qquad g_{ik} = \int_{\mathrm{S}} \int_{\mathrm{S}} \frac{\partial x_i}{\partial n_z} \frac{\partial \xi_k}{\partial n_\zeta} \frac{1}{r(z, \zeta)}\, d\sigma_\zeta\, d\sigma_z, \qquad z \equiv (x_i), \qquad \zeta \equiv (\xi_i)$$

qui est purement « géométrique » c'est-à-dire il ne dépend pas d'un problème aux limites. Nous avons

$$(10)\qquad [\alpha]^2 = \sum \sum g_{ik} e_i e_k = \mathbf{G}, \qquad \{\alpha\}^2 = 4\pi \mathbf{V} - \mathbf{G}.$$

et nous transformons (7) et (7′) en

$$(11)\qquad \mathbf{PG} \geqq \mathbf{V}(4\pi \mathbf{V} - \mathbf{G}),$$

$$(11')\qquad \mathbf{W}(4\pi \mathbf{V} - \mathbf{G}) \geqq \mathbf{VG}.$$

En introduisant les formes quadratiques **E** et **D**, nous en dérivons

$$\mathbf{EG} \geqq \mathbf{V}^2. \tag{12}$$

$$\mathbf{D}(4\pi\mathbf{V} - \mathbf{G}) \geqq \mathbf{V}^2. \tag{12'}$$

Les inégalités (12) et (12′) nous fournissent des bornes purement géométriques pour **E** et **D**, donc pour **P** et **W**, dans une direction **e** quelconque. Le calcul de **G** peut être pénible, mais on obtient pour la trace de **G** une expression simple :

$$g_{11} + g_{22} + g_{33} = 4\pi\mathrm{V}. \tag{13}$$

D'un autre côté on déduit des inégalités (12) et (12′), valables pour une direction **e** quelconque, des inégalités correspondantes pour les déterminants de ces formes quadratiques :

$$\|\mathbf{E}\|.\|\mathbf{G}\| \geqq \mathrm{V}^6. \tag{14}$$

$$\|\mathbf{D}\|.\|4\pi\mathbf{V} - \mathbf{G}\| \geqq \mathrm{V}^6. \tag{14'}$$

Soient $k_i (i = 1, 2, 3)$ les racines caractéristiques de **G**. D'après (13) on a $k_1 + k_2 + k_3 = 4\pi\mathrm{V}$; d'un autre côté $k_1 k_2 k_3 = \|\mathbf{G}\|$. En utilisant l'inégalité entre les moyennes, arithmétique et géométrique, nous déduisons

$$\|\mathbf{E}\| \geqq \left(\frac{3\mathrm{V}}{4\pi}\right)^3, \tag{15}$$

$$\|\mathbf{D}\| \geqq \left(\frac{3\mathrm{V}}{8\pi}\right)^3. \tag{15'}$$

L'égalité est atteinte dans le cas de la sphère.

En appliquant encore une fois l'inégalité entre les moyennes, on obtient

$$e_{11} + e_{22} + e_{33} \geqq \frac{9\mathrm{V}}{4\pi}, \tag{16}$$

$$d_{11} + d_{22} + d_{33} \geqq \frac{9\mathrm{V}}{8\pi}. \tag{16'}$$

On appelle $p_m = (1/3)(p_{11} + p_{22} + p_{33})$ et $w_m = (1/3)(w_{11} + w_{22} + w_{33})$ la polarisation moyenne et la masse virtuelle moyenne, respectivement. Avec cette notation, on peut énoncer (16) et (16′) sous la forme équivalente

$$p_m \geqq 2\mathrm{V}, \tag{17}$$

$$w_m \geqq \frac{1}{2}\mathrm{V}; \tag{17'}$$

l'égalité est atteinte dans le cas de la sphère. L'inégalité (17′) a été hypothétiquement énoncée par G. Pólya (2) et ensuite (17) par M. Schiffer et G. Szegö (3). Remarquons que (7), (7′) et (8) donnent

$$\mathbf{PW} \geqq \mathrm{V}^2, \tag{18}$$

résultat déjà obtenu auparavant (3).

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) M. SCHIFFER, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2680.

(2) *Proc. Nat. Acad. Sc.*, U. S. A., 33, 1947, p. 218-221.

(3) *Trans. Amer. Math. Soc.*, 67, 1949, p. 130-205.

TOPOLOGIE. — *Sur la notion d'espace bitopologique et sur les espaces de Baire.* Note (*) de M. **Léon Motchane**, présentée par M. Jean Leray.

Tout ensemble muni de deux topologies τ et τ', l'une plus fine que l'autre, liées entre elles par une relation d'un certain type $R(\tau, \tau')$ est défini comme espace bitopologique. Cette notion permet de caractériser entièrement les espaces de Baire par leurs propriétés topologiques et métriques sans faire intervenir les opérations dénombrables particulières.

Soient deux structures topologiques τ et τ', τ' plus fine que τ définie sur un même ensemble E. Plaçons-nous dans le cas où τ et τ' ne sont pas entièrement indépendantes, mais où il existe une relation $R(\tau, \tau')$ qui sera précisée ultérieurement entre les ensembles des ouverts $\tau(O)$ et $\tau'(O)$, autre que la relation d'inclusion. Il s'ensuit que τ' (tout en restant une topologie sur E) est une structure plus riche qu'une topologie, et l'on dira que E muni de τ' est un espace *bitopologique*.

1. ESPACES BITOPOLOGIQUES : *Définition* 1. — On dira que deux topologies τ et τ' sont *faiblement liées*, si l'une (τ') est plus fine que l'autre (τ), et si pour tout ouvert $O\in\tau(O)$ et pour tout $x\in O$, il existe un ouvert $O'\in\tau'(O)-\tau(O)$ tel que $x\in O'\subset O$. Voici quelques propriétés immédiates : tout ouvert $O\in\tau(O)$ contient un ouvert $O'\in\tau'(O)$ partout dense dans O, et l'on a $\overline{O}=\overline{O'}$. (Sauf mention contraire la fermeture sera toujours entendue au sens de la topologie moins fine τ.) Soit $\{\Omega_\alpha\}$ l'ensemble de tous les *domaines ouverts* de τ; à chaque α correspondent deux familles d'ouverts respectivement $\{O\}_\alpha\subset\tau(O)$ et $\{O'\}_\alpha\subset\tau'(O)$, telles qu'on ait

$$\overline{\Omega}_\alpha=\overline{O}=\overline{O'},\quad \text{pour tout } O\in\{O\}_\alpha \quad \text{et tout } O'\in\{O'\}_\alpha.$$

Inversement, tout ouvert $O\in\tau(O)$ resp. $O'\in\tau'(O)$ appartient à une famille définie par la fermeture du domaine correspondant Ω_α, et l'on dira que $\{O\}_\alpha$ et $\{O'\}_\alpha$ sont *liées* entre elles et à Ω_α.

Définition 2. — On dira que deux topologies τ et τ' faiblement liées sont *fortement liées*, si l'intersection de tout couple d'ouverts $\omega_\alpha\in\tau'(O)$ et $\omega_\beta\in\tau'(O)$ est vide (resp. non vide) suivant que l'intersection des domaines correspondants liés : Ω_α et Ω_β est vide (resp. non vide). Comme τ' est une topologie la relation $\Omega_\alpha\cap\Omega_\beta\neq\emptyset$ entraîne $\omega_\alpha\cap\omega_\beta\subset\tau'(O)$ pour tout $\omega_\alpha\in\{O'\}_\alpha$ et tout $\omega_\beta\in\{O'\}_\beta$.

Définition 3. — On dira qu'un ensemble E est un *espace bitopologique* noté $E(\tau, \tau')$, si E est muni de deux topologies τ, τ' fortement liées. Tout espace

topologique E est évidemment bitopologique, si l'on pose $\tau \equiv \tau'$. Mais le cas intéressant est celui où τ' est strictement plus fine que τ. Il résulte des définitions que :

1° *Toute intersection finie d'ouverts* de la même famille $\{O'\}_\alpha$ est non vide et appartient à la famille. Donc la restriction de toute famille $\{O'\}_\alpha$ à un ouvert de la famille définit une topologie non séparée au sens de Hausdorff (H) sur cet ouvert.

2° Le complémentaire de tout ouvert $O' \in \{O'\}_\alpha$ par rapport à $\overline{\Omega}_\alpha$ est sans point intérieur, au sens de la topologie fine τ'.

3° Pour tout couple de sous-ensembles de Ω_α, disjoints et *sans points intérieurs* au sens de la topologie τ', il existe un ouvert $O' \in \{O'\}_\alpha$ contenant l'un sans contenir l'autre [séparation (F)]. Si l'un au moins des ensembles est dense, c'est la seule séparation possible.

4° La restriction de τ' sur tout ouvert $\in \tau'(O)$ est séparée (H) si τ est séparée (H).

Pour éviter le cas banal nous supposerons que tout ouvert $O' \in \{O'\}_\alpha$ et pour tout α contient un sous-ensemble dense au sens de la topologie τ, sans point intérieur au sens de la topologie τ'.

2. Application I. — On sait ([1]) qu'un espace topologique est un *espace de Baire* si « *l'intersection dénombrable d'ouverts partout dense est partout dense* ». On peut se proposer de chercher une caractérisation des espaces de Baire par leurs propriétés topologiques et métriques sans faire intervenir une opération dénombrable particulière.

Théorème. — *Pour qu'un espace topologique* $E(\tau)$ *soit un espace de Baire, il faut et il suffit qu'il soit bitopologique* $E(\tau, \tau'; \tau' > \tau)$ *et qu'il admette une structure locale d'un espace métrique et complet, compatible avec une topologie plus fine que* τ'.

Par « structure locale », il faut entendre que dans tout ouvert $O \in \tau(O)$; il existe un ouvert $O' \subset O$ dense dans O, pouvant être muni d'au moins *une* structure d'un espace métrique et complet. Comme un espace de Baire peut ne pas être métrique et complet, il est immédiat que dans le cas général où $\tau' \neq \tau$, *s'il existe un ouvert* $\omega \subset O$ répondant à l'énoncé, on a nécessairement $\omega \in \tau'(O) - \tau(O)$. La démonstration sera faite pour $\tau' \neq \tau$; le cas banal $\tau' = \tau$ s'en déduira facilement.

La condition est nécessaire : Soit E un espace de Baire, τ sa topologie et $\{\Omega_\alpha\}$ l'ensemble de tous les domaines ouverts de E. Faisons correspondre à chaque Ω_α l'ensemble $\{O'\}_\alpha$ de tous les ensembles *riches* (« 2e catégorie » ou « résiduels de $\overline{\Omega}_\alpha$ ») ayant la même fermeture $\overline{\Omega}_\alpha$. En posant $\tau'(O) = \tau(O) \cup \bigcup_\alpha \{O'\}_\alpha$ on vérifie aisément que τ et τ' sont fortement liées, et que, par conséquent E muni de τ' est un espace bitopologique. Soit O un ouvert quelconque de $\tau(O)$

et $\omega \subset O$ un ouvert de $\tau'(O)-\tau(O)$ ayant la même fermeture $\overline{\omega} = \overline{O} = \overline{\Omega}_\alpha$. Soit X, un sous-ensemble de ω maigre (1[re] catégorie) réunion dénombrable d'ensembles s_k fermés rares (non denses) sur Ω_α et denses dans ω : $X = \bigcup_k s_k$. Considérons X comme un sous-espace topologique de ω avec la topologie induite par $\{O'\}_\alpha$: les ensembles s_k sont *ouverts* relativement à leur réunion X. En effet, pour tout k, il existe un ouvert $\omega_k \in \{O'\}_\alpha$ tel que $\omega_k \cap X = s_k$; il suffit de poser $\omega_0 = \omega - X$, et définir ω_k par $\omega_k = \omega_0 \cup s_k$. La partition $X = \bigcup s_k$ induit sur X une structure uniforme. La relation d'équivalence qui identifie pour chaque k tous les points de s_k à un seul point x_k, permet d'introduire une métrique sur l'espace séparé $\{x_k\}$ associé à X. Il suffit par exemple de poser $f(x_k) = 1/k$, et définir la distance sur $\{x_k\}$ par $F(x_k, x_p) = |(1/k) - (1/p)|$.

L'espace *complété* $\tilde{X}$ s'obtient en prolongeant d'une part la relation d'équivalence à ω_0, en posant pour tout point $y \in \omega_0$, $y = x_0$, et ensuite en identifiant le filtre de Cauchy sur X, défini par $\lim F(x_k, x_p) = 0$ avec le point $x_0 = \omega_0$. On a $\lim x_x = \lim x_p = x_0$, et $(f(x_0) = 0$.

La métrique F engendre sur $\omega = \omega_0 \cup X$ une topologie *plus fine que* τ', car les s_k sont des ouverts dans cette topologie; on a pour tout k, le diamètre $\Delta(\omega_k) \leqq 1/k$ avec $\lim \Delta(\omega_k) = \Delta(\omega_0) = 0$, et l'on observe que cela est vrai pour tout ouvert de τ' de la forme $O \cap \omega_k$ où $O \in \tau(O)$. La structure de $\tilde{X}$ induit donc sur ω la structure cherchée. Observons qu'au cas banal où l'on a $\tau' = \tau$, toute intersection dénombrable d'ouverts de E est un ouvert de la topologie $\tau(O)$ et tout ensemble maigre X est un ensemble rare; $\overset{0}{X} = \emptyset$; tous les raisonnements sont donc applicables *a fortiori* au sens de la topologie τ.

La condition est suffisante : Soit $E(\tau, \tau')$ un espace satisfaisant à l'énoncé du théorème. Supposons que l'intersection dénombrable partout dense d'ouverts $\{O_i\} \subset \tau(O)$, $i = 1, 2, \ldots$, n'est pas partout dense au sens de la topologie τ. Il existerait donc un ouvert et un domaine ouvert $\Omega_\alpha \in \tau(O)$ où l'intersection $\bigcap_i O_i = \emptyset$. Soit $\omega \in \tau'(O) - \tau(O)$, $\omega \subset \Omega_\alpha$ un ouvert vérifiant $\overline{\omega} = \Omega_\alpha$, et possédant par hypothèse une structure d'espace métrique complet compatible avec une topologie plus fine que τ'. L'ensemble $\{O_i \cap \Omega_\alpha\}_{i \in N}$ est un filtre d'ouverts dans la topologie τ, qui contient un filtre de Cauchy plus fin et convergent sur un espace complet ω, vers un point $x_0 \in \omega$. Par conséquent $x_0 \in O_i \cap \Omega_\alpha$ entraîne $x_0 \in \bigcap_i (O_i \cap \Omega_\alpha)$, d'où il résulte que $\cap O_i \neq \emptyset$ dans tout ouvert de $\tau(O)$, ce qui achève la démonstration.

3. Application II. — On sait (Alexandoff) que dans un espace métrique complet, tout G_δ est homéomorphe à un espace métrique complet. Dans un espace de Baire $E(\tau, \tau')$ tout G_δ dense dans un ouvert de τ, est un ouvert de la

topologie la plus fine τ' de l'espace bitopologique, et par conséquent peut être muni d'une structure d'un espace métrique et complet. D'où l'on obtient un raffinement du théorème d'Alexandoff) :

Théorème. — *Dans un espace de Baire* $E(\tau, \tau')$, *tout* G_δ, *dense dans un ouvert peut être muni d'une structure d'un espace métrique et complet compatible avec une topologie la plus fine* τ'.

Remarque. — Bien entendu cette structure n'est pas unique.

La caractérisation des espaces de Baire donnée plus haut soulève un certain nombre de problèmes relatifs aux structures de Baire, qui seront étudiées dans une prochaine publication.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) Bourbaki, *Top. Gén.*, 1948, chap. IX, p. 75 et 96.

GÉOMÉTRIE DIFFÉRENTIELLE. — *Espace des tenseurs de type adjoint. Existence des homomorphismes.* Note de M. **André Aragnol**, présentée par M. Joseph Pérès.

Existence, sous certaines conditions, de couples (φ, h) déterminant des homomorphismes $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{E}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ donnés (fin de la démonstration) (3). Applications.

1. Pour passer du couple (φ', h') dont l'existence résulte de la proposition 10 (3) à un couple $\varphi : G \to G'$, $h : \mathcal{E} \to \mathcal{E}'$ déterminant les homomorphismes $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{E}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{C(E)}$ donnés (4), nous aurons besoin des résultats suivants qui se rattachent au dernier paragraphe de (1). Soit $\mathcal{E}(\mathfrak{X}, G)$ un espace fibré principal différentiable et soit H le centre de G. Soient ω et ω^1 deux connexions sur $\mathcal{E}$ telles que $\omega - \omega^1 = \theta$ où θ est une 1-forme tensorielle, section du centre K(E) de L(E). Comme $\mathcal{K}^0(\mathcal{E})$, centre de $\mathcal{L}^0(\mathcal{E})$, est trivial, θ est une 1-forme différentielle à valeurs dans $\underline{H}$.

Proposition 1. — *Dans les conditions ci-dessus, si* $\Omega(\omega) = \Omega(\omega^1)$, $d\theta = 0$.

Proposition 2. — *Si* $d\theta = 0$ *et si* $\mathfrak{X}$ *est simplement connexe, il existe une section s du centre* N(E) *de* M(E) *telle que* $\omega + \theta = C(s)\omega$, *et réciproquement.*

En effet, $\mathcal{N}(\mathcal{E})$ [centre de $\mathcal{M}(\mathcal{E})$] est trivial : $\mathcal{N}(\mathcal{E}) = H \times \mathfrak{X}$. Choisissons une section z de $\mathcal{E}$ sur un ouvert U différentiablement homéomorphe à R^N et posons $\omega_U = j_U(z)\omega$. Si s est une section de N(E) sur U, on a

$$j_U(z)\,(C(s)\omega) = C(s)\,\omega_U = X(s) + \omega_U.$$

On est donc amené à résoudre $X(s) = \theta$, équation qui, interprétée comme un système de Pfaff sur $U \times H$, invariant par H, est intégrable car $d(X(s)) = d\theta = 0$. La proposition résulte alors de l'hypothèse de simple connexité.

Proposition 3. — *En supposant toujours* $\mathfrak{X}$ *simplement connexe, si* $m \in \mathfrak{T}_x(\omega)$ *est*

associé à un lacet l_x dans la connexion ω et si $m^1 \in \mathcal{T}_x(\omega^1)$ est associé à l_x dans la connexion ω^1, on a $m = m^1$.

En effet, on passe de m à m^1 par Int(s) où s est l'une des sections définies par la proposition 2. On en déduit :

PROPOSITION 4. — *Si λ_y et λ_y^1 sont deux chemins de $\mathcal{E}$, de même origine $y \in \mathcal{E}_x$, se projetant sur le même lacet l_x et respectivement ω-et ω^1-horizontaux, ils ont également même extrémité.*

2. La recherche du couple (φ, h) va maintenant être scindée en deux : la construction de $\varphi : G \to G'$ à l'aide de $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$, $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et (φ', h') est le but de ce paragraphe. Remarquons tout d'abord que G'/H' opère sur $\mathcal{M}'$ et sur $\mathcal{L}'$ parce qu'il est canoniquement isomorphe au groupe des automorphismes intérieurs et au groupe adjoint de G'. Cela permet de construire les quotients $\mathcal{L}'(\mathcal{E}'')$ et $\mathcal{M}'(\mathcal{E}'')$ $[\mathcal{E}'' = \mathcal{E}'/H']$ des produits fibrés de $\mathcal{L}'$ et $\mathcal{E}''$ d'une part et de $\mathcal{M}'$ et $\mathcal{E}''$ d'autre part, par les relations d'équivalences habituelles. On notera $i_{\mathcal{L}'}(y'') : \mathcal{L}'_x \to \mathcal{L}'_x(\mathcal{E}'')$ et $i_{\mathcal{M}'}(y'') : \mathcal{M}'_x \to \mathcal{M}'_x(\mathcal{E}'')$ $(y'' \in \mathcal{E}''_x)$ les isomorphismes qui en résultent et l'on posera $j_{\mathcal{L}'}(y'') = i_{\mathcal{L}'}^{-1}(y'')$ ainsi que $j_{\mathcal{M}'}(y'') = i_{\mathcal{M}'}^{-1}(y'')$.

PROPOSITION 5. — *Les isomorphismes $\nu_{\mathcal{L}'} = i_{\mathcal{L}'}(y') \circ j_{\mathcal{L}'}(\gamma_{\mathcal{E}'}(y))$ et $\nu_{\mathcal{M}'} = i_{\mathcal{M}'}(y') \circ j_{\mathcal{M}'}(\gamma_{\mathcal{E}'}(y'))$ ne dépendent que de $p(y')$ $[y' \in \mathcal{E}']$ et identifient, par suite, $\mathcal{L}'(\mathcal{E}')$ et $\mathcal{L}'(\mathcal{E}'')$ d'une part, $\mathcal{M}'(\mathcal{E}')$ et $\mathcal{M}'(\mathcal{E}'')$ d'autre part.*

PROPOSITION 6. — *Les homomorphismes $\varphi_{\mathcal{M}} = j_{\mathcal{M}'}(h'(y)) \circ \varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} \circ i_{\mathcal{M}}(y)$ et $\varphi_{\mathcal{L}} = j_{\mathcal{L}'}(h'(y)) \circ \varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} \circ i_{\mathcal{L}}(y) [y \in \mathcal{E}_x]$ ne dépendent que de $p(y)$. Ce sont donc des homomorphismes $\varphi_{\mathcal{M}} : \mathcal{M} \to \mathcal{M}'$ et $\varphi_{\mathcal{L}} : \mathcal{L} \to \mathcal{L}'$. De plus, ils sont associés et $\gamma' \circ \varphi_{\mathcal{M}} = \varphi'$; $d\gamma' \circ \varphi_{\mathcal{L}} = d\varphi'$.*

Il ne reste plus qu'à montrer que $\varphi_{\mathcal{L}}$ est induit par un homomorphisme $\underline{\varphi} : \underline{G} \to \underline{G}'$. Il en sera alors de même de $\varphi_{\mathcal{M}}$. Revenons aux repères $f = (f_i)$ et $f' = (f'_{i'})$ qui nous ont servi à définir (φ', h'). On vérifie que $\varphi_{\mathcal{L}}(f_a) = f'_{a-m}$ $(a = m+1, \ldots, n)$. En définissant $\underline{\varphi}$ par $\underline{\varphi}(f_a) = f'_{a-m}$ et $\underline{\varphi}(f_\alpha) = 0$ $(\alpha = 1, \ldots, m)$ et φ par $d\varphi = \underline{\varphi}$, on a :

PROPOSITION 7. — *Il existe un homomorphisme $\varphi : G \to G'$ tel que $\varphi_{\mathcal{M}}(x, s) = (x, \varphi(s))$ et $\varphi_{\mathcal{L}}(x, Y) = (x, d\varphi(Y))$ $(s \in G$, $x \in \mathfrak{X}$ et $Y \in \underline{G})$.*

3. Il s'agit maintenant de déterminer h. Soit $l : S^1 \to \mathfrak{X}$ un lacet en $x \in \mathfrak{X}$ défini par une application continûment différentiable du cercle S^1 muni d'une origine O, dans $\mathfrak{X}$ $[l(O) = x]$ [5]. Soient $y \in \mathcal{E}_x$ et $y' \in \mathcal{E}'_x$ tel que $\gamma_{\mathcal{E}}(y') = h'(y)$. Les chemins ω- et ω'-horizontaux d'origine y et y' seront notés λ et λ'.

LEMME. — *Si $\mathfrak{X}$ est simplement connexe et si s et s' sont les translations à droite associées à λ et λ' $(s \in G$ et $s' \in G')$, on a $s' = \varphi(s)$.*

Plongeons en effet S^1 dans R^2 et soit $\bar{l} : R^2 \to \mathfrak{X}$ une extension différentiable de l. Une telle extension existe puisque $\mathfrak{X}$ est simplement connexe. Soient $\hat{\mathcal{E}}$ et $\hat{\mathcal{E}}'$ les espaces fibrés principaux de base R^2 induits par $\bar{l}$, $\hat{\mathcal{M}} = R^2 \times G$, $\hat{\mathcal{M}}' = R^2 \times G'$, $\hat{\mathcal{L}}^0 = R^2 \times \underline{G}$, $\hat{\mathcal{L}}'^0 = R^2 \times \underline{G}'$ et ω_l, ω'_l les connexions induites par $\bar{l}$ à partir de ω et ω'. Soit σ une section de $\hat{\mathcal{E}}$ et σ' une section de $\hat{\mathcal{E}}'$ telle que

$\gamma_{\hat{\mathcal{E}}'} \circ \sigma' = h'_l \circ \sigma$ où h'_l désigne l'homomorphisme $\hat{\mathcal{E}} \to \hat{\mathcal{E}}'' = \hat{\mathcal{E}}'/H'$ induit par $\bar{l}$ à partir de h'. Définissons un homomorphisme $\bar{h} : \hat{\mathcal{E}} \to \hat{\mathcal{E}}'$ en posant $\bar{h} \circ \sigma = \sigma'$ et $\bar{h}(y.s) = h(y).\varphi(s)$ [$y \in \sigma(R^2)$ et $s \in G$]. Le couple $(\varphi, \bar{h})$ détermine des homomorphismes $\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{M}}(\hat{\mathcal{E}})}$, $\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{L}}(\hat{\mathcal{E}})}$ et $\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{C}}(\hat{E})}$ (²). Comme $h'_l = \gamma_{\hat{\mathcal{E}}} \circ h$, on a

$$\gamma_{\mathcal{C}'(\hat{E}')}(\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{C}}(\hat{E})}(\omega_1)) = \gamma_{\mathcal{C}'(\hat{E}')}(\omega'_l).$$

Autrement dit $\omega'_1 - \bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{C}}(\hat{E})}(\omega_1)$ est une section du centre $K'(E')$ de $L'(E')$. De même $\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{L}}(\hat{\mathcal{E}})}$ coïncide avec l'homomorphisme $\varphi_{\hat{\mathcal{L}}(\hat{\mathcal{E}})}$ induit par $\bar{l}$ à partir de $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$. On a donc $\Omega(\bar{\varphi}_{\hat{\mathcal{C}}(\hat{E})}(\omega_1)) = \Omega(\omega'_1)$. Le lemme résulte alors de la proposition 4.

Choisissons maintenant $x_0 \in \mathcal{X}$, $y_0 \in \mathcal{E}_{x_0}$ et $y'_0 \in \mathcal{E}'_{x_0}$ tel que $\gamma_{\mathcal{E}'}(y'_0) = h'(y_0)$. Sur $\mathcal{E}_{x_0}$, h sera défini en posant $h(y_0) = y'_0$ et $h(y_0.s) = h(y_0).\varphi(s)$. Le lemme précédent montre alors que l'on peut étendre h à $\mathcal{E}$ tout entier en faisant correspondre à tout chemin ω-horizontal λ d'origine $y \in \mathcal{E}_{x_0}$ le chemin ω'-horizontal d'origine $h(y)$ et de même projection sur $\mathcal{X}$ que λ. La construction même de h et de φ montre que $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ et $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ sont associés à (φ, h) et que $\varphi_{C(E)}(\omega) = \omega'$.

THÉORÈME 1. — *Étant donné un homomorphisme* $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})} : \mathcal{M}(\mathcal{E}) \to \mathcal{M}'(\mathcal{E}')$ *auquel est associé* $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})} : \mathcal{L}(\mathcal{E}) \to \mathcal{L}'(\mathcal{E}')$ *tel que* $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$ *et* $\varphi_{L(E)}(\Omega(\omega)) = \Omega(\omega')$, *si, de plus,* G *est connexe et* $\mathcal{X}$ *simplement connexe, il existe un couple d'homomorphismes* $(\varphi : G \to G', h : \mathcal{E} \to \mathcal{E}')$ *tels que* $h(y.s) = h(y).\varphi(s)$ $(y \in \mathcal{E}$ *et* $s \in G)$ *et auxquels sont associés les homomorphismes* $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ *et* $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ *tandis que* $\varphi_{C(E)}(\omega) = \omega'$.

Si G est simplement connexe, l'existence de $\varphi_{\mathcal{M}(\mathcal{E})}$ résulte de l'existence de $\varphi_{\mathcal{L}(\mathcal{E})}$ et de $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$.

4. *Applications.* — *a.* Unicité [à un couple d'isomorphismes (φ, h) près] de l'espace fibré principal $\mathcal{E}$ admettant $\mathcal{M}(\mathcal{E})$ et, dans L(E), un opérateur de différentiation covariante et une courbure coïncidant avec la différentiation covariante et la courbure associées à une connexion de $\mathcal{E}$.

b. Dans les mêmes conditions, unicité de l'espace fibré principal admettant $\mathcal{L}(\mathcal{E})$, Δ et $\Omega(\omega)$ si G est simplement connexe ou si son centre se réduit à l'identité.

c. Si G est abélien et si le deuxième groupe de cohomologie C^2 de $\mathcal{X}$ à coefficients dans $\underline{H} = \underline{G}$ est nul, tout espace fibré principal de base et de groupe G est trivial. Si G n'est pas abélien et si $C^2 = 0$, on obtient un théorème d'unicité où la courbure n'intervient plus.

(¹) A. ARAGNOL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 437.
(²) A. ARAGNOL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2683.
(³) A. ARAGNOL, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3014.
(⁴) Rappelons que l'on a supposé qu'il existait sur $\mathcal{E}$ et $\mathcal{E}'$ deux connexions ω et ω' telles que $\Delta' \circ \varphi_{L(E)} = \varphi_{L(E)} \circ \Delta$ et $\varphi_{L(E)}(\Omega(\omega)) = \Omega(\omega')$. $\varphi_{C(E)}$ est définie par $\varphi_{C(E)}(\omega) = \omega'$.
(⁵) Tout lacet différentiable par morceaux peut être défini de cette façon : il suffit de représenter chaque morceau par une application dont toutes les dérivées s'annulent à chaque extrémité.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *Influence de la répartition et de la nature du combustible sur le fonctionnement des moteurs Diesel.* Note de M. **Max Serruys**, présentée par M. Armand de Gramont.

On prévoyait la possibilité d'améliorer le rendement des moteurs à allumage par compression, aux fortes charges, par une carburation partielle de l'air aspiré réalisée à l'aide d'un combustible volatil éventuellement hydraté. Les expériences ont confirmé la possibilité d'obtenir le gain de rendement thermique attendu et précisé la part due à la carburation partielle.

Il est bien connu que les moteurs Diesel fournissent leur rendement thermique le plus élevé aux environs de 3/4 de charge. Si l'on admet que ceci est dû à la probabilité (croissante avec la charge) de voir apparaître des excès locaux de combustible dus à la répartition toujours imparfaite de ce dernier dans l'air comburant, on peut en déduire qu'une carburation partielle mais préalable de l'air admis au moteur (laquelle fournit un mélange primaire très homogène) doit permettre d'obtenir une augmentation du rendement thermique réalisé à forte charge, et même, la possibilité d'accroître la surcharge.

Nous avions déjà obtenu, vers 1937, au sujet de ces conclusions, des vérifications expérimentales intéressantes (restées inédites) mais limitées au cas d'un moteur diesel d'automobile à préchambre (4 cyl. Hanomag) et à la carburation de l'air aspiré, par de l'essence ou de l'acétone.

Une nouvelle série d'expériences était donc indispensable pour montrer que les conclusions en question ne se vérifient pas seulement dans le cas des moteurs à préchambre et pour préciser davantage l'influence de la composition chimique du carburant volatil. Celle-ci a été réalisée sur un moteur à chambre séparée à assez forte turbulence (2 cyl. Vendeuvre Z2P) pour des vitesses de 1200, 1500 et 1800 t/mn et des charges échelonnées entre 28 et 120 % de la pleine charge normale. Pour simplifier, nous ne donnons ci-après que les résultats obtenus à 1500 t/mn.

1° *Fonctionnement normal.* — Avec gasoil de pouvoir calorifique inférieur égal à 10 140 cal.g/g et un réglage de l'avance à l'injection optimum pour 86 % de la pleine charge (charge économique), on a obtenu :

Charge (%).....	28.	56.	86.	110.
Rendement thermique global......	0,234	0,311	0,338	0,296

2° *Injection d'un mélange : gasoil* 75 %; *essence bas indice d'octane*, 25 % :

Charge (%).....	86.	100.	110.
Rendement thermique global......	0,334	0,329	0,293

Il y a donc très légère perte de rendement.

3° *Carburation partielle avec la même essence et injection de gasoil.* — Pour un pourcentage en poids de 20 à 25 % d'essence par rapport au combustible total consommé et pour une charge de 110 % on a obtenu un rendement thermique global de 0,331, soit 11,8 % de gain en valeur relative.

4° *Carburation partielle à l'éthanol et injection de gasoil.* — Le pourcentage pondéral en alcool débité par carburation a varié entre 0 et 45 %.

Pour un pourcentage d'éthanol de l'ordre de 35 à 40 % par rapport au poids total de combustible injecté, on a obtenu :

Charge (%).....	28.	56.	86.	110.	120.
Rendement thermique global......	0,216	0,313	0,345	0,348	0,355

(à noter que pour la charge 28 % on a pu réaliser un rendement thermique de 0,228 pour un pourcentage d'alcool de 27%). De toutes façons, il y a donc 17,5 % de gain de rendement en valeur relative pour la charge 110 %.

5° *Carburation partielle à l'alcool hydraté à 50 % d'eau et injection de gasoil.* — Pour des teneurs en alcool de l'ordre de 30 à 35 % on a obtenu :

Charge (%).....	86.	100.	110.	120.
Rendement thermique global......	0,337	0,334	0,330	0,294

6° *Injection de gasoil et pulvérisation d'eau dans l'air aspiré par le moteur.* — Pour un poids d'eau de l'ordre de 30 % du poids de carburant consommé, et pour une charge de l'ordre de 110 % de la pleine charge normale, on a obtenu un rendement thermique global de (0,318 au lieu de 0,295), soit un gain de 8,15 % en valeur relative.

A notre avis, ces résultats sont en parfait accord avec les considérations ci-dessus mentionnées. En particulier, ils confirment qu'une *carburation partielle convenable de l'air admis à un moteur diesel améliore très nettement le rendement aux fortes charges et permet d'accroître la surcharge.*

Ils montrent, en outre, que la présence d'eau (qu'elle se trouve incluse dans la structure chimique du combustible, ou ajoutée) a aussi un effet favorable sur le rendement de combustion, aux fortes charges, dans les moteurs diesels.

Selon nous, cette influence de la présence d'eau dans les gaz brûlés s'explique : soit par la possibilité qu'elle crée pour le carbone libre ou les carbures d'hydrogène lourds qui tendent à se former dans les régions où il y a défaut d'oxygène de réagir plus largement suivant la réaction du gaz à l'eau et par la possibilité, pour l'oxyde de carbone et l'hydrogène ainsi formés, de diffuser plus rapidement que les produits en question vers les régions où il reste de l'oxygène en excès, soit par le fait que les pertes par la paroi peuvent se trouver légèrement diminuées par suite de l'abaissement de la température moyenne des gaz et de la diminution du rayonnement due à l'absence de carbone libre.

RELATIVITÉ. — *Sur les géodésiques isotropes en théorie de Jordan-Thiry.* Note de M. **Louis Bel**, présentée par M. Joseph Pérès.

Étude de la correspondance entre variétés caractéristiques et géodésiques isotropes dans les variétés V_5 et V_4 de la théorie.

1. Dans le cadre de la théorie de Jordan-Thiry l'élément primitif est une variété différentiable V_5 à cinq dimensions munie d'une métrique de type hyperbolique normal :

$$d\sigma^2 = \mathcal{L}^2(x, dx) = \gamma_{\alpha\beta}\, dx^\alpha\, dx^\beta \qquad (\alpha, \beta, \ldots \text{ tout indice grec} = 0, 1, 2, 3, 4)$$

et admettant un groupe à un paramètre d'isométries globales sans points fixes. Il est possible de définir des systèmes de coordonnées « adaptées », les $\gamma_{\alpha\beta}$ correspondants étant indépendants de x^0. La variété V_4, quotient de V_5 par le groupe d'isométries sera munie de la métrique de type hyperbolique normal non dégénérée ([1]) :

$$ds^2 = g_{ij}\, dx^i\, dx^j, \qquad \text{où} \qquad g_{ij} = \gamma_{ij} - \frac{\gamma_{0i}\gamma_{0j}}{\gamma_{00}} \qquad \text{et} \qquad g^{ij} = \gamma^{ij}$$
$$(i, j, \ldots = 1, 2, 3, 4).$$

2. Dans V_5, les variétés caractéristiques des équations du champ sont solutions de l'équation

$$\gamma^{\alpha\beta}\, \partial_\alpha f\, \partial_\beta f = 0. \tag{2.1}$$

De même, dans V_4, les variétés caractéristiques des équations d'Einstein sont les solutions de

$$\gamma^{ij}\, \partial_i f\, \partial_j f = g^{ij}\, \partial_i f\, \partial_j f = 0. \tag{2.2}$$

Si f est une solution de (2.2), nous désignerons par la même notation son image sur V_5. De la décomposition

$$\gamma^{ij}\partial_i f\, \partial_j f + \partial_0 f(2\gamma^{0i}\,\partial_i f + \gamma^{00}\,\partial_0 f) = 0$$

du premier membre de (2.1) on déduit que l'image envisagée satisfait à (2.1). Nous pouvons donc énoncer : *Toute solution de* (2.2) *dans* V_4 *a par image dans* V_5 *une solution de* (2.1). Ainsi : *les variétés caractéristiques de* V_4 *se remontent dans* V_5 *selon des variétés caractéristiques.* Celles-ci seront désignées dans la suite par $\overline{V}^c$.

3. Les bicaractéristiques dans V_5 sont données par les solutions du système d'équations

$$(3.1) \quad \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{dx^0}{\gamma^{\alpha 0} y_\alpha} = \cdots = \dfrac{dx^4}{\gamma^{\alpha 4} y_\alpha} = \dfrac{df}{\gamma^{\alpha\beta} y_\alpha y_\beta} = -\dfrac{dy_0}{y_\alpha y_\beta\, \partial_0 \gamma^{\alpha\beta}} = \cdots = -\dfrac{dy_4}{y_\alpha y_\beta\, \partial_4 \gamma^{\alpha\beta}} = du; \\ \partial_\alpha \equiv \dfrac{\partial}{\partial x^\alpha}, \qquad y_\alpha \equiv \partial_\alpha f \end{array} \right.$$

satisfaisant l'intégrale première

$$\gamma^{\alpha\beta} y_\alpha y_\beta = 0. \tag{3.2}$$

D'après (3.1) le vecteur y_α est le vecteur tangent à la bicaractéristique.

Pour un système de coordonnées adaptées on a $\partial_0 \gamma^{\alpha\beta} = 0$, et $y_0 = \text{const.}$ tout le long de la géodésique.

L'existence de ces deux intégrales premières nous suggère la classification des géodésiques isotropes de V_5 en deux classes :

a. géodésiques correspondant à $y_0 = 0$;

b. géodésiques correspondant à $y_0 \neq 0$.

4. Les géodésiques de la classe *a* correspondent au système d'équations

$$\frac{dx^0}{\gamma^{0i} y_i} = \ldots = \frac{dx^4}{\gamma^{4i} y_i} = \frac{df}{\gamma^{ij} y_i y_j} = -\frac{dy_1}{y_i y_j \partial_1 \gamma^{ij}} = \ldots = \frac{dy_4}{y_i y_j \partial_4 \gamma^{ij}} = du \tag{4.1}$$

et à l'intégrale première

$$\gamma^{ij} y_i y_j = 0. \tag{4.2}$$

En remarquant que (4.1) et (4.2) correspondent aux équations satisfaites par les géodésiques isotropes de V_5 nous pouvons énoncer : *Toutes les géodésiques isotropes engendrant une variété caractéristique* $\overline{V}^c(y_0 = 0)$, *se projettent selon des géodésiques isotropes de* V_4 *engendrant la variété caractéristique projection de* $\overline{V}^c$. Notons en outre que les paramètres affines des géodésiques se correspondent.

5. Le procédé de descente montre qu'une géodésique non isotrope de V_5 se projette sur V_4 selon une extrémale de

$$\frac{1}{h}\int L\, du = \int \left(\frac{1}{h}\sqrt{1 - \frac{h^2}{\gamma_{00}}}\sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} + \frac{\gamma_{0i}\dot{x}^i}{\gamma_{00}} \right) du,$$

où h est une constante satisfaisant à la relation $y_0 = h\mathcal{L}$.

Un passage à la limite (2) permet de trouver les projections des géodésiques isotropes de la classe *b* ($y_0 \neq 0$ donc $h = \infty$). En effet

$$L_\infty = \lim_{h \to \infty} \frac{L}{h} = \frac{1}{\sqrt{-\gamma_{00}}}\sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} + \frac{\gamma_{0i}\dot{x}^i}{\gamma_{00}}$$

qui peut s'écrire γ_{00} étant négatif

$$L_\infty = \frac{1}{\xi}\sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} - \frac{\gamma_{0i}\dot{x}^i}{\xi^2}, \qquad \xi^2 = -\gamma_{00}.$$

Remarquons que y_0 étant nécessairement fini si $h \to \infty$, $\mathcal{L} \to 0$. Ainsi : *Les géodésiques isotropes de la classe b sont les seules géodésiques (isotropes ou non) de* V_5 *se projetant sur des courbes vérifiant :*

$$\delta \int \left(\frac{1}{\xi}\sqrt{g_{ij}\dot{x}^i\dot{x}^j} - \frac{\gamma_{0i}\dot{x}^i}{\xi^2} \right) du = 0.$$

6. D'après la nouvelle interprétation physique de la théorie de Jordan-Thiry c'est $\overline{ds^2} = \xi ds^2$ qui représente la métrique gravitationnelle. Mais un calcul très simple montre qu'une géodésique isotrope de ds^2 vérifiant le système d'équations

$$\frac{du^l}{ds} + \left\{ \begin{matrix} l \\ ij \end{matrix} \right\} u^i u^j = 0, \qquad u^i = \frac{dx^i}{ds}$$

vérifie le système

$$\frac{du^l}{ds} + \left\{ \begin{matrix} \bar{l} \\ ij \end{matrix} \right\} - \left(u^i \frac{\partial_i \xi}{\xi} \right) u^l = 0,$$

$\left\{ \begin{matrix} l \\ ij \end{matrix} \right\}$ et $\left\{ \begin{matrix} \bar{l} \\ ij \end{matrix} \right\}$ étant respectivement les symboles de Christoffel de la métrique ds^2 $\overline{ds^2}$. Donc, la seule modification entraînée par le changement de métrique concerne ainsi le *paramètre affine* et les géodésiques isotropes étant les mêmes, *les géodésiques de la classe a dans* V_5 *se projettent selon des géodésiques isotropes de la métrique* $\overline{ds^2}$.

(1) *Voir* A. LICHNEROWICZ, *Théories relativistes de la gravitation et de l'électromagnétisme*, Masson, Paris, 1955.

(2) *Voir* PHAM MAU QUAN, *Comptes rendus*, **242**, 1956, p. 875.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Sur une généralisation de l'équation de Dirac pour les fermions lourds.* Note (*) de M. **PARVIZ MERAT**, présentée par M. Louis de Broglie.

Partant des matrices carrées à huit dimensions introduites dans une Note précédente (1), on généralise la théorie de Dirac de manière à contenir un espace-temps isotopique à quatre dimensions qui a pour sa quatrième dimension le temps habituel et pour ses autres dimensions, trois dimensions distinctes de l'espace-temps habituel. On obtient une généralisation du courant de matière et de sa loi de conservation.

1. On peut montrer que les sept matrices carrées à huit dimensions Γ_μ et $\Gamma_a = (\Gamma_{\text{I}}, \Gamma_{\text{II}}, \Gamma_{\text{III}})$ introduit dans une Note précédente (1) anticommutent entre elles et qu'il n'existe aucune autre matrice qui anticommute avec ces sept matrices. Dans le cadre de ces matrices l'équation de Dirac se généralise en

$$(1) \qquad (\Gamma_i P_i + i\Gamma_4 P_4 + \Gamma_a P_a - iP_0)\,\psi(X^i, X^4, X^a) = 0 \quad (2),$$

où nous adoptons la règle de sommation sur l'indice a, $P_i = -i\hbar\partial_i$, $P_4 = i\hbar\partial_4$, $P_a = -i\hbar\partial_a$ et P_0 est une impulsion propre constante. P_a est un vecteur impulsion dans un espace à trois dimensions dont les coordonnées X^a se transforment comme $\tilde{\psi}\Gamma_a\psi$ par rapport aux transformations de Lorentz et des retournements d'espace-temps. $\tilde{\psi}$ et ψ ont des propriétés de transformation identiques à celles de $\tilde{\chi}$ et χ introduites dans une Note précédente (1).

Multipliant les deux membres de (1) par $(\Gamma_i P_i + i P_4 P_4 + \Gamma_a P_a + i P_0)$ on trouve l'équation équivalente à celle de Klein-Gordon

$$(2)\qquad (P_i P_i - P_4^2 + P^2)\psi = 0, \qquad P = P_0^2 + P_a P_a.$$

La particule associée avec l'équation (1) peut avoir des valeurs propres différentes pour sa masse propre. L'espace tridimensionnel de coordonnées X^a correspond à des degrés de liberté interne de la particule associée avec l'équation (1). On sait qu'il existe des particules dites élémentaires ayant la même impulsion propre on non, et que du point de vue théorique il est désirable d'interpréter certaines de ces particules comme des états différents d'une seule particule. Nous interprétons donc notre équation (1) comme l'équation des fermions dits lourds où toutes les lois de symétrie sont en vigueur. D'autre part cette unification étant faite empiriquement dans le cadre du formalisme isotopique [3], nous appelons l'espace tridimensionnel de coordonnées X^a l'espace isotopique. Le fait que nous voulions que P ait différentes valeurs exige que P_a et P_4 forment un quadrivecteur dans un espace à quatre dimensions que nous appelons l'espace-temps isotopique, puisque la quatrième dimension de cet espace est le temps habituel. Nous introduisons la notation $X^\alpha(\alpha = \mathrm{I, II, III, IX})$. On a $X_{\mathrm{IV}} = X_4 = ct$.

2. Partant du lagrangien.

$$(3)\qquad \mathcal{L} = -\frac{1}{2}\left\{\tilde{\psi}(\Gamma_i q_i + i\Gamma_4 q_4 + \Gamma_a q_a + iP_0)\psi - \tilde{\psi}(\Gamma_i P_i + i\Gamma_4 P_4 + \Gamma_a P_a - iP_0)\psi\right\}$$

de notre théorie où q_i, q_4 et q_a sont les opérateurs P_i, P_4 et P_a opérant dans le sens opposé, nous allons démontrer l'invariance de notre théorie par rapport aux transformations de Lorentz, les retournements d'espace-temps et les transformations isotopiques de l'espace-temps isotopique. Une transformation spinorielle de Lorentz et son inverse s'écrivent

$$L = \exp(i\Gamma_\mu \Gamma_\nu \theta_{\mu\nu}) \qquad \text{et} \qquad L^{-1} = \exp(-i\Gamma_\mu\Gamma_\nu\theta_{\mu\nu}),$$

$\theta_{\mu\nu}$ est un tenseur antisymétrique. Pour une transformation de Lorentz on a

$$\Gamma_\mu P_\mu \to L\Gamma_\mu P_\mu L^{-1}, \quad \Gamma_\mu q_\mu \to L\Gamma_\mu q_\mu L^{-1}, \quad \psi \to L\psi, \quad \tilde{\psi} \to \tilde{\psi} L^{-1}.$$

Il suit comme on le vérifie facilement à l'aide des relations

$$[L, \Gamma_a]_- = 0, \qquad [L^{-1}, \Gamma_a]_- = 0$$

que $\mathcal{L}$ et par conséquent la théorie sont invariants par rapport aux transformations de Lorentz.

L'invariance de la théorie par rapport aux transformations de retournement d'espace-temps se vérifie aussi par substitution en notant que pour

$$\{s \to -s;\ \psi \to R_s\psi,\ \tilde{\psi} \to \tilde{\psi}R_s^{-1};\ R_s = R_s^{-1} = i\Gamma_1\Gamma_2\Gamma_3\Gamma_{\mathrm{II}}\}.$$
$$\{t \to -t;\ \psi \to R_t\psi,\ \tilde{\psi} \to \tilde{\psi}R_t^{-1};\ R_t = R_t^{-1} = i\Gamma_4\Gamma_{\mathrm{III}}\}.$$

Une transformation isotopique spinorielle et son inverse s'écrivent

$$I = \exp(i\Gamma_\alpha\Gamma_\beta\tau_{\alpha\beta}), \qquad I^{-1} = \exp(-i\Gamma_\alpha\Gamma_\beta\tau_{\alpha\beta}),$$

$\tau_{\alpha\beta}$ est un tenseur antisymétrique de l'espace-temps isotopique et $\Gamma_{IV} = \Gamma_4$. Par rapport à ces transformations

$$\Gamma_\alpha P_\alpha \to I\Gamma_\alpha P_\alpha I^{-1}, \quad \Gamma_\alpha q_\alpha \to I\Gamma_\alpha q_\alpha I^{-1}, \quad \psi \to I\psi, \quad \tilde{\psi} \to \tilde{\psi} I^{-1}.$$

Il suit, comme on le vérifie facilement à l'aide des relations

$$[I, \Gamma_i]_- = 0, \qquad [I^{-1}, \Gamma_i]_- = 0$$

que $\mathcal{L}$ et par conséquent la théorie sont invariants par rapport aux transformations isotopiques. Il existe d'autres transformations du même genre par rapport auxquelles $\mathcal{L}$ est invariant. Nous les avons écartées dans ce travail.

3. L'invariance de $\mathcal{L}$ par rapport à la transformation de jauge de première espèce $\psi \to \psi$ exp. $(i\theta)$ nous conduit à la loi de conservation

$$(\partial_\mu j_\mu + \partial_a j_a) = 0, \qquad j_\mu = \tilde{\psi}\Gamma_\mu\psi, \qquad j_a = \tilde{\psi}\Gamma_a\psi,$$

j_μ est le courant de matière de la théorie qui, contrairement au courant de matière de Dirac, par rapport aux transformations de retournement d'espace et du temps se transforme comme le quadrivecteur X_μ. Mais nous avons en (4) une généralisation du courant et de sa loi de conservation. Il est donc nécessaire de postuler que ψ et par conséquent j_μ et j_a ne dépendent de X_a que dans les transitions entre deux états de notre fermion lourd en interaction avec un champ mésique. Il suit que (4) se réduit à $\partial_\mu j_\mu$ quand il n'y a pas de transition. Mais en général on doit avoir la relation (4) qui intégrée sur un volume d'espace, V, et d'espace isotopique, U, suffisamment large nous donne la conservation de charge :

$$\frac{dQ}{dt} = 0, \qquad Q = \int_{VU} j_4\, dV\, dU. \tag{5}$$

(*) Séance du 17 juin 1957.

(1) *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 3036.

(2) On suppose que ψ est soumis aux conditions aux limites de la théorie de Dirac, comme fonction des X^i et comme fonction des X^a.

(3) *Voir* par exemple Gell-Mann, *Suplemento Nuovo Cimento*, n° 2, 1956, p. 849.

PHYSIQUE THÉORIQUE. — *Équivalence des descriptions tensorielle et spinorielle du corpuscule de spin* 1/2. Note de M. **Alix Aymard**, présentée par M. Louis de Broglie.

On montre l'équivalence dans l'espace-temps euclidien des deux descriptions en donnant les expressions qui permettent de passer de l'une à l'autre; on fait ensuite une critique de la généralisation de la relation $W = h\nu$.

1. Partons de la description tensorielle (1) à l'aide d'une part de quatre

vecteurs orthonormaux **A**, **B**, **C**, **D**; **A** étant du genre temps; **B**, **C**, **D** du genre espace et d'autre part de deux scalaires ρ et ω. Considérons le vecteur isotrope $\mathbf{a} = (1/2)\rho(\mathbf{A}+\mathbf{D})$ et le vecteur unitaire d'espace $\mathbf{l} = \mathbf{B}\cos\omega + \mathbf{C}\sin\omega$ tels que $\mathbf{a}^2 = 0$, $\mathbf{l}^2 = -1$, $(\mathbf{al}) = 0$.

Formons le produit extérieur

$$[\mathbf{al}] = (1/2)\rho([\mathbf{AB}]\cos\omega + [\mathbf{DB}]\cos\omega + [\mathbf{AC}]\sin\omega + [\mathbf{DC}]\sin\omega)$$

et exprimons son dual en tenant compte des relations suivantes dans le tétrapode **ABCD** supposé positif $[\overline{\mathbf{ABCD}}] = +1$ (nous n'introduisons pour l'instant que des grandeurs réelles) : $[\overline{\mathbf{AB}}] = [\mathbf{CD}]$, $[\overline{\mathbf{DB}}] = -[\mathbf{AC}]$, $[\overline{\mathbf{AC}}] = [\mathbf{DB}]$, $[\overline{\mathbf{DC}}] = [\mathbf{AB}]$, on a

$$\begin{aligned}[\overline{\mathbf{al}}] &= (1/2)\rho([\mathbf{CD}]\cos\omega - [\mathbf{AC}]\cos\omega + [\mathbf{DB}]\sin\omega + [\mathbf{AB}]\sin\omega) \\ &= (1/2)\rho[(\mathbf{A}+\mathbf{D})(\mathbf{B}\sin\omega - \mathbf{C}\cos\omega)] = [\mathbf{ap}],\end{aligned}$$

en posant

$$\mathbf{p} = \mathbf{B}\sin\omega - \mathbf{C}\cos\omega, \qquad \text{d'où} \qquad \mathbf{p}^2 = -1, \qquad (\mathbf{pa}) = 0, \qquad (\mathbf{pl}) = 0.$$

Formons maintenant le tenseur antisymétrique complexe

$$(1) \qquad [\mathrm{M}] = [\mathbf{al}] + i[\overline{\mathbf{al}}] = [\mathbf{a}(\mathbf{l} + i\mathbf{p})] = (1/2)\rho[(\mathbf{A}+\mathbf{D})(\mathbf{B} - i\mathbf{C})]e^{i\omega}.$$

Ce tenseur a les propriétés suivantes :

a. Ses deux invariants sont nuls $[\mathrm{M}]^2 = 0$, $[\mathrm{M}]\times[\mathrm{M}] = 0$ ($\times$ multiplication extérieure).

b. Son dual vérifie la relation $[\mathrm{M}] = i[\overline{\mathrm{M}}]$ puisque $[\overline{\mathrm{M}}] = [\overline{\mathbf{al}}] - i[\mathbf{al}]$.

Si l'espace-temps est euclidien on a dans un référentiel cartésien ([2]) :

$$\mathrm{M}_{01} = i\mathrm{M}_{23}, \qquad \mathrm{M}_{02} = i\mathrm{M}_{31}, \qquad \mathrm{M}_{03} = i\mathrm{M}_{12}, \qquad \mathrm{M}_{01}^2 + \mathrm{M}_{02}^2 + \mathrm{M}_{03}^2 = 0.$$

Whittaker a montré ([3]) qu'à un tel tenseur correspondait un spineur de composantes

$$(2) \qquad \xi_1 = (1/\sqrt{2})(\mathrm{M}_{01} + i\mathrm{M}_{02})^{1/2}, \qquad \xi_2 = (1/\sqrt{2})(-\mathrm{M}_{01} + i\mathrm{M}_{02})^{1/2}$$

qui a pour vecteur isotrope associé $\mathbf{a} = (1/2)\rho(\mathbf{A}+\mathbf{D})$, $a^0 = \xi_{\dot 1}\xi_1 + \xi_{\dot 2}\xi_2$, $a^1 = \xi_{\dot 1}\xi_2 + \xi_{\dot 2}\xi_1$, $a^2 = -i(\xi_{\dot 1}\xi_2 - \xi_{\dot 2}\xi_1)$, $a^3 = \xi_{\dot 1}\xi_1 - \xi_{\dot 2}\xi_2$, ces dernières relations permettant de lever l'ambiguïté des expressions (2).

Le vecteur isotrope **a** s'obtient en tensoriel par la relation $\mathrm{M}_{pq}\mathrm{M}^{*q}_{r} = -2a_p a_r$.

2. En opérant comme au paragraphe précédent et en changeant **D** et **C** en $-\mathbf{D}$ et $-\mathbf{C}$ on obtient à l'aide des vecteurs : $\mathbf{b} = (1/2)\rho(\mathbf{A}-\mathbf{D})$, $\mathbf{m} = \mathbf{B}\cos\omega - \mathbf{C}\sin\omega$, $\mathbf{q} = \mathbf{B}\sin\omega + \mathbf{C}\cos\omega$, tels que $\mathbf{b}^2 = 0$, $\mathbf{m}^2 = -1$, $\mathbf{q}^2 = -1$, $(\mathbf{bm}) = 0$, $(\mathbf{bq}) = 0$, $(\mathbf{mq}) = 0$, un tenseur antisymétrique complexe

$$(3) \qquad [\mathrm{R}] = [\mathbf{b}(\mathbf{m} + i\mathbf{q})] = (1/2)\rho[(\mathbf{A}-\mathbf{D})(\mathbf{B} + i\mathbf{C})]e^{i\omega},$$

auquel correspond le spineur

$$(4) \qquad \eta_1 = (1/\sqrt{2})(\mathrm{R}_{01} + i\mathrm{R}_{02})^{1/2}, \qquad \eta_2 = (1/\sqrt{2})(-\mathrm{R}_{01} + i\mathrm{R}_{02})$$

qui a comme vecteur isotrope associé $\mathbf{b}=(1/2)\rho(\mathbf{A}-\mathbf{D})$, $b^0=\eta_{\dot{1}}\eta_1+\eta_{\dot{2}}\eta_2$, $b^1=\eta_{\dot{1}}\eta_2+\eta_{\dot{2}}\eta_1$, $b^2=-i(\eta_{\dot{1}}\eta_2-\eta_{\dot{2}}\eta_1)$, $b^3=\eta_{\dot{1}}\eta_1-\eta_{\dot{2}}\eta_2$ obtenu en tensoriel par la relation : $R_{pq}R_r^{*q}=-2b_pb_r$.

3. Avec les spineurs ξ et η on peut former l'invariant complexe $\Omega=\xi_1\eta_2-\xi_2\eta_1$ dont le carré exprimé en tensoriel à l'aide de (2) et (4) est

$$\Omega^2=[R][M]=(1/4)\rho^2e^{i2\omega},\qquad \text{d'où}\qquad \Omega=(1/2)\rho(\cos\omega+i\sin\omega).$$

L'invariant Ω groupe donc les scalaires réels $\rho\cos\omega$ et $\rho\sin\omega$.

4. Il suffit maintenant de poser

$$\psi_1^*=\xi_1,\qquad \psi_2^*=\xi_2,\qquad \psi_3=-\eta_2,\qquad \psi_4=\eta_1, \tag{5}$$

pour voir que la description tensorielle de départ correspond à la description de Dirac basée sur l'équation $[\partial_0-\alpha_1\partial_1-\alpha_2\partial_2-\alpha_3\partial_3-(i/\hbar)\alpha_4m_0c]\psi=0$ avec les matrices suivantes :

$$\alpha_1=\begin{vmatrix}0&-1&0&0\\-1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&1&0\end{vmatrix},\qquad \alpha_2=\begin{vmatrix}0&i&0&0\\-i&0&0&0\\0&0&0&-i\\0&0&i&0\end{vmatrix},$$

$$\alpha_3=\begin{vmatrix}1&0&0&0\\0&-1&0&0\\0&0&-1&0\\0&0&0&1\end{vmatrix},\qquad \alpha_4=\begin{vmatrix}0&0&-1&0\\0&0&0&-1\\-1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{vmatrix}.$$

On obtient en fonction des composantes ψ, en utilisant les opérateurs bien connus, le courant $\rho\mathbf{A}=\mathbf{a}+\mathbf{b}$, le spin $-\rho\mathbf{D}=\mathbf{b}-\mathbf{a}$, les deux invariants $\rho\cos\omega=\Omega+\Omega^*$, $\rho\sin\omega=-i(\Omega-\Omega^*)$ et par conséquent la polarisation.

Les ψ utilisés ici sont les ψ de Weyl, ceux de Dirac sont reliés à ceux-ci par les relations

$$(\psi_1)_D=(1/\sqrt{2})(\psi_1+\psi_3),\qquad (\psi_2)_D=(1/\sqrt{2})(\psi_2+\psi_4),$$
$$(\psi_3)_D=(1/\sqrt{2})(\psi_1-\psi_3),\qquad (\psi_4)_D=(1/\sqrt{2})(\psi_2-\psi_4).$$

5. On montre que l'expression tensorielle de la densité d'impulsion est identique à celle de la mécanique ondulatoire.

$$\begin{aligned}T_{0j}&=-(\hbar/2)\rho\{A_0(\mathbf{B}\dot{\mathbf{C}})_j+B_0(\mathbf{C}\mathring{\mathbf{A}})_j+C_0(\mathbf{A}\dot{\mathbf{B}})_j+D_0\omega_{,j}\}\\&=(\hbar/2i)(\psi^*\psi_{,j}-\psi\psi^*_{,j}).\end{aligned} \tag{6}$$

6. Avec les spineurs ξ et η on peut former le vecteur complexe $G^0=\xi_{\dot{1}}\eta_1+\xi_{\dot{2}}\eta_2$, $G^1=\xi_{\dot{1}}\eta_2+\xi_{\dot{2}}\eta_1$, $G^2=-i(\xi_{\dot{1}}\eta_2-\xi_{\dot{2}}\eta_1)$, $G^3=\xi_{\dot{1}}\eta_1-\xi_{\dot{2}}\eta_2$, obtenu en tensoriel par $M^*_{pq}R_r{}^q=-2G_pG_r$.

— En exprimant M et R en fonction de **A**, **B**, **C**, **D**, ρ et ω, on obtient

$$\mathbf{G}=(1/2)\rho(\mathbf{C}-i\mathbf{B}),\qquad \text{d'où}\qquad \rho\mathbf{C}=\mathbf{G}+\mathbf{G}^*,\qquad \rho\mathbf{B}=i(\mathbf{G}-\mathbf{G}^*), \tag{7}$$

— ce qui donne en fonction des ψ les deux pieds du tétrapode, orthogonaux

aux directions du courant et du spin :

$$(8)\quad \begin{cases} \rho B^0 = i(\psi_1\psi_4 - \psi_2\psi_3 - \text{conj.}), & \rho C^0 = \psi_1\psi_4 - \psi_2\psi_3 + \text{conj.}, \\ \rho B^1 = i(-\psi_1\psi_3 + \psi_2\psi_4 - \text{conj.}), & \rho C^1 = -\psi_1\psi_3 + \psi_2\psi_4 + \text{conj.}, \\ \rho B^2 = -\psi_1\psi_3 - \psi_2\psi_4 + \text{conj.}, & \rho C^2 = i(\psi_1\psi_3 + \psi_2\psi_4 - \text{conj.}), \\ \rho B^3 = i(\psi_1\psi_4 + \psi_2\psi_3 - \text{conj.}), & \rho C^3 = \psi_1\psi_4 + \psi_2\psi_3 + \text{conj.}, \end{cases}$$

7. Ainsi en partant de la description tensorielle on peut, quand l'espace-temps est euclidien, calculer les ψ à l'aide des relations (1), (2), (3), (4) et (5). Inversement en partant de la description avec les ψ on peut calculer les composante du tétrapode **A**, **B**, **C**, **D** et les scalaires ρ et ω.

Les deux descriptions sont donc équivalentes, mais la description tensorielle est générale et reste valable dans un espace-temps à courbure. Elle seule fournit directement une base de départ pour la recherche d'une synthèse de la relativité généralisée et des quanta.

8. Nous avons montré (4) que dans un champ stationnaire, défini comme étant tel que les composantes du potentiel de gravitation, du courant, du spin et de l'impulsion-énergie ne dépendent pas du temps (car pur pour l'énergie), on a $B_{j,0,0} = -(2W/\hbar)^2 B_j$, $C_{j,0,0} = -(2W/\hbar)^2 C_j$, d'où

$$(9)\quad \mathbf{B} = \mathbf{P}\cos(2W/\hbar)t + \mathbf{Q}\sin(2W/\hbar)t, \qquad \mathbf{C} = \mathbf{P}\sin(2W/\hbar)t - \mathbf{Q}\cos(2W/\hbar)t,$$

P et **Q** étant deux vecteurs unitaires d'espace orthogonaux, ne dépendant pas de t.

Ceci montre que l'onde physique du corpuscule de spin 1/2 est une onde vectorielle de fréquence $2W/h$; l'onde spinorielle de la théorie de Dirac, de fréquence W/h, qui n'a pas de signification physique directe, doit être regardée comme une grandeur auxiliaire pour les calculs.

Les relations (8) montrent pourquoi la fréquence double quand on passe de l'onde spinorielle à l'onde vectorielle : les composantes des vecteurs oscillants **B** et **C** (que l'on peut appeler aiguilles de l'horloge de de Broglie puisqu'ils tournent dans un plan de l'espace temps avec une vitesse angulaire constante) sont des fonctions quadratiques des ψ. Les densités de la théorie de Dirac, elles, sont des fonctions bilinéaires des ψ et des ψ^* où disparaissent les exponentielles $e^{i(w/\hbar)t}$.

La relation $W = h\nu$ valable pour l'onde tensorielle du photon ne l'est pas pour celle du corpuscule de spin 1/2. Cette relation n'est pas générale quand on considère des grandeurs de champ jouissant de propriétés de covariance générale.

(1) A. Aymard, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 885, 1100 et 1198.

(2) Pour alléger l'écriture nous supprimons lorsque aucune ambiguïté n'est possible, les crochets indiquant le caractère antisymétrique des grandeurs.

(3) Whittaker, *P. R. S.*, août 1936.

(4) A. Aymard, *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1201.

MAGNÉTOSTATIQUE. — *Calcul numérique du potentiel et des lignes d'induction d'un solénoïde blindé dissymétrique.* Note (*) de M. **Émile Durand**, présentée par M. Gaston Dupouy.

Le système étudié est représenté en coupe sur les figures 1 et 2. On suppose que le blindage n'est pas saturé, de telle sorte qu'on puisse considérer sa perméabilité comme infinie. L'entrefer et le rayon du trou axial dans le blindage ont une longueur égale à l'unité. Le courant est distribué d'une manière uniforme dans la section rectangulaire du solénoïde qui est à l'intérieur du blindage et son intensité totale est $I = 10^3$.

L'auteur a exposé ailleurs le principe de la méthode de calcul ([1]). On commence par déterminer le potentiel scalaire V^* qui obéit partout à l'équation de Laplace, y compris l'intérieur du courant. Ce potentiel est entièrement défini par ses valeurs aux limites qui sont indiquées sur la figure 1. On l'obtient à l'intérieur du domaine par la méthode des itérations

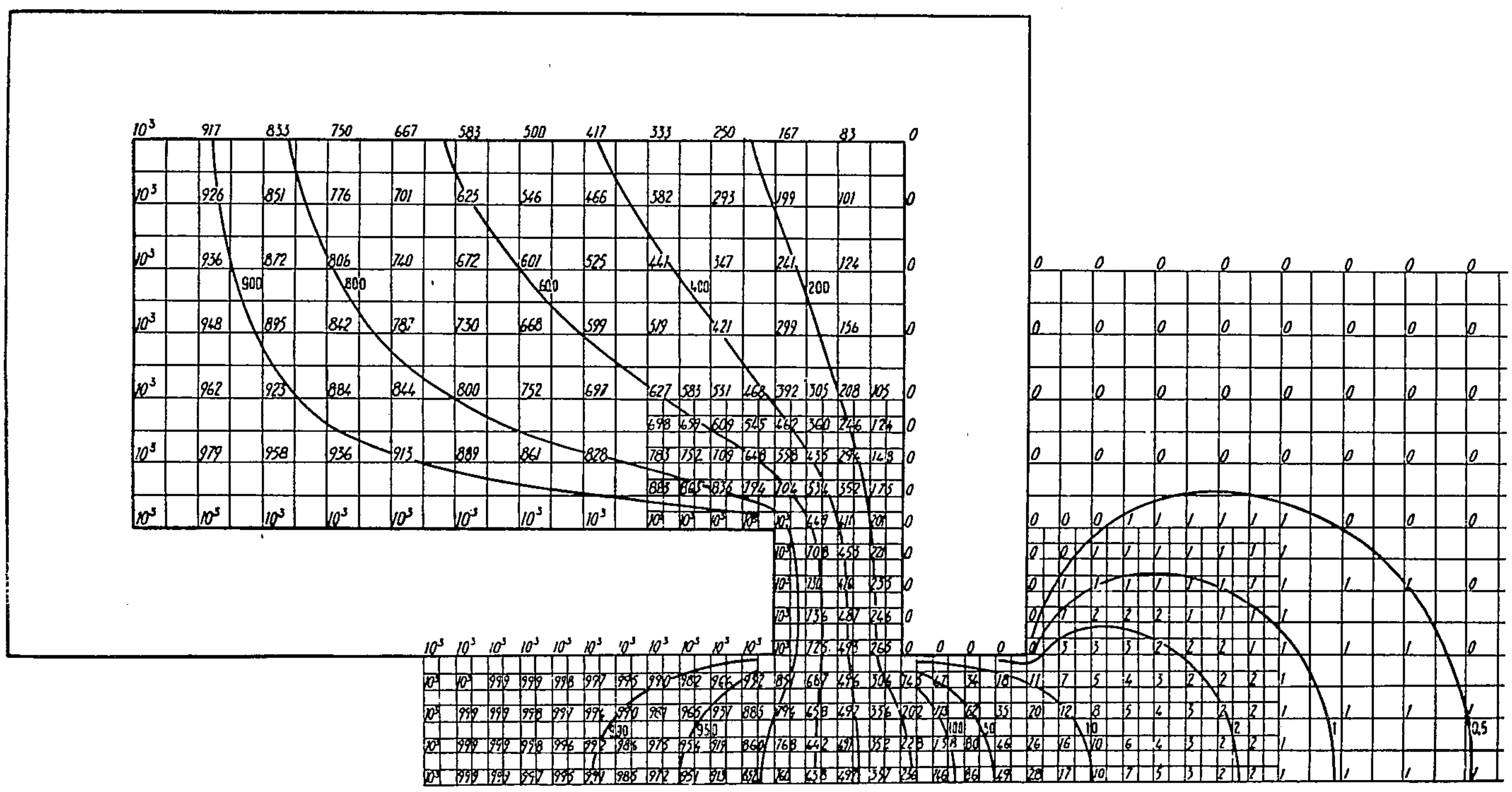


Figure 1.

successives ([2]). Les calculs sont conduits avec deux chiffres significatifs de plus (10^5 sur les limites), non inscrits sur la figure 1. Pour ne pas surcharger la figure on n'a inscrit qu'un nombre sur quatre; quelques équipotentielles remarquables sont également dessinées.

On passe ensuite du potentiel V* à la fonction flux par les équations du premier ordre qui relient ces deux fonctions, prises sous forme de différences finies; on part de la valeur F = 0 sur l'axe. Les résultats qu'on obtient ainsi sont consignés sur la figure 2. On a tracé quelques courbes équiflux remarquables par leur origine; ces courbes sont tangentes à

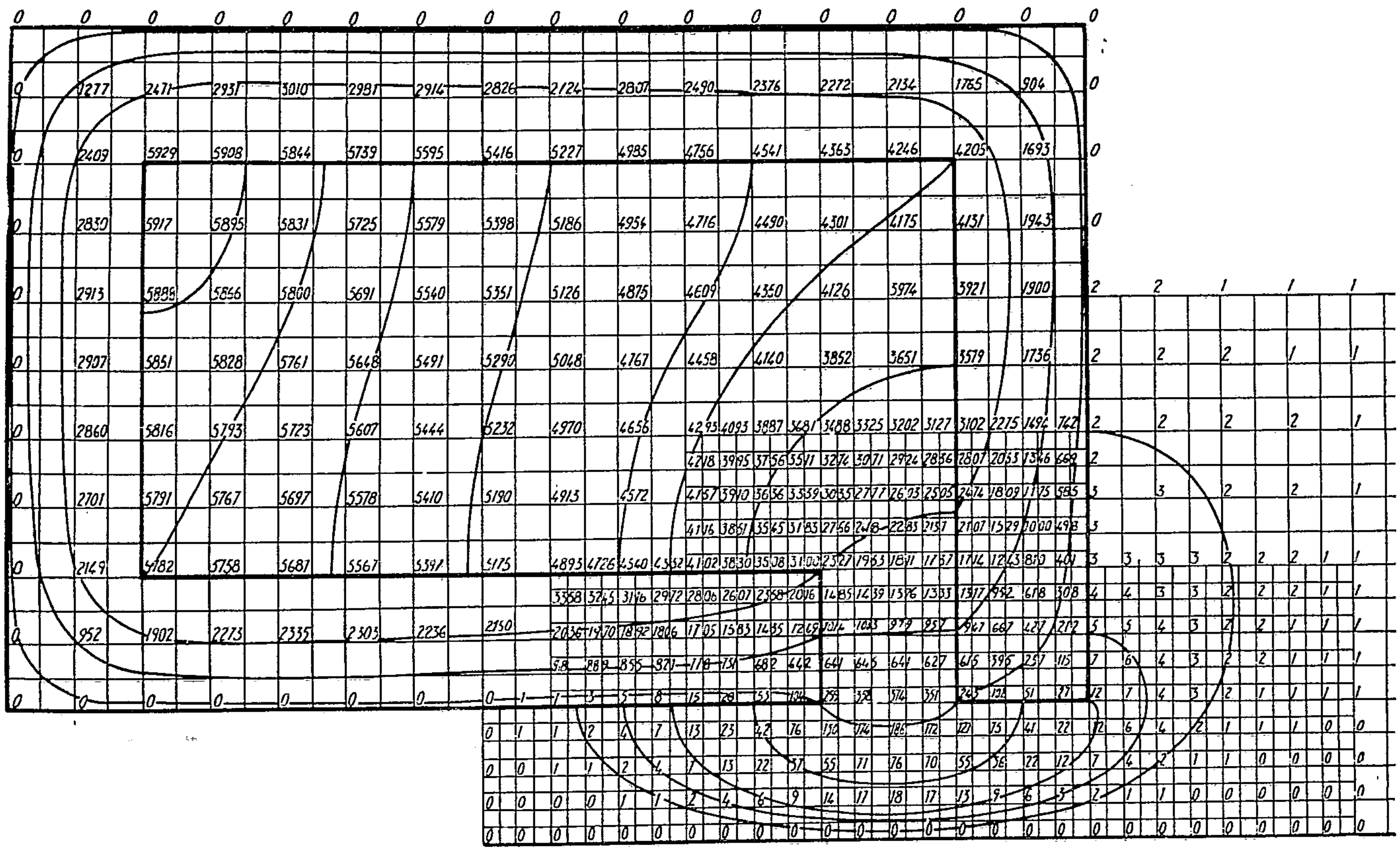


Figure 2.

l'induction magnétique $\vec{B}$ du système. A l'intérieur du blindage la fonction flux est définie par les valeurs obtenues précédemment sur les limites et par le fait qu'elle obéit à une équation aux dérivées partielles du second ordre.

Le réseau complet de la figure 2 contient près de 2 000 points et se situe à la limite des possibilités du processus itératif quand on dispose d'une machine électrique à clavier du type Madas. L'exécution de ces calculs est due à M[lle] J. Barthère.

(*) Séance du 17 juin 1957.

(1) É. Durand, *Ann. Phys.*, 10, 1955, p. 883-907.

(2) É. Durand, *Électrostatique et Magnétostatique*, Masson et C[ie], Paris, 1953, p. 450.

OPTIQUE ÉLECTRONIQUE. — *Association d'un microscope à émission et d'un diffractographe à réflexion.* Note (*) de MM. **Robert Arnal** et **Claude Gonçalves**, présentée par M. Louis de Broglie.

Nous avons construit un appareil qui permet l'observation d'une surface métallique par microscopie à émission thermoionique et l'obtention simultanée d'un diagramme de diffraction électronique d'une partie du même objet. La diffraction électronique permet ainsi de connaître l'orientation des faces cristallines observées microscopiquement et les modifications superficielles influençant l'émission thermoionique. Le microscope à émission permet de localiser avec précision la surface active dans la diffraction et de régler avec précision le diffractographe de manière à ce que cette zone devienne très petite, jusqu'à intéresser un cristal élémentaire.

Optique du diffractographe. — L'axe est vertical; le canon à électrons est du modèle simple décrit par Bruck et Bricka [1]. Il est suivi d'un diaphragme rectangulaire (100 × 2 μ); une lentille électrostatique faible forme l'image

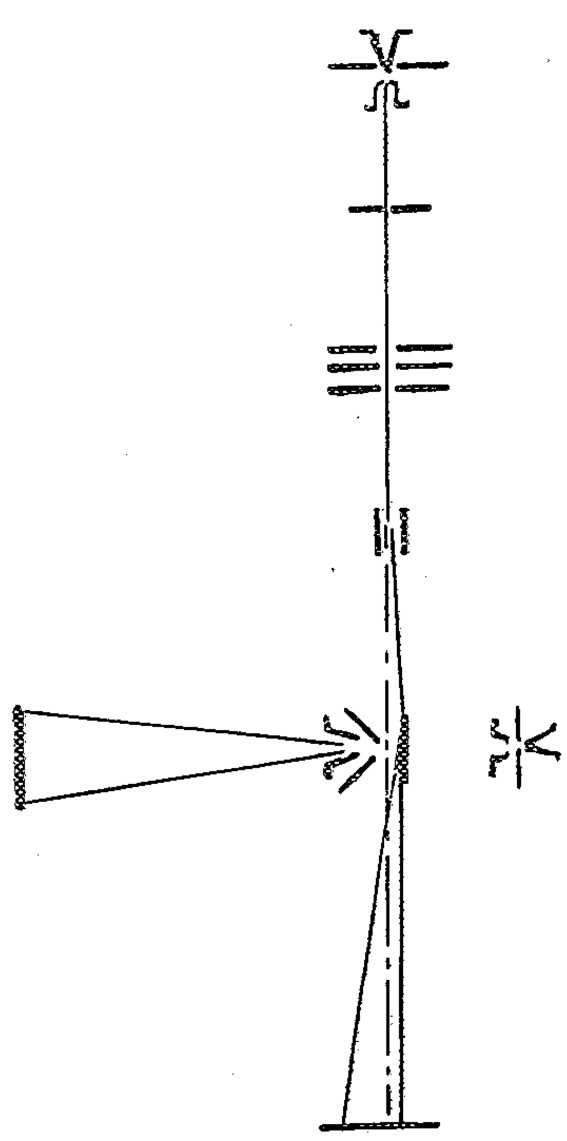


Fig. 1.

du diaphragme sur l'échantillon. Un déflecteur électrostatique permet de mettre en position le faisceau pour qu'il vienne frapper l'échantillon sous incidence rasante (*fig.* 1). Enfin, on modifie l'optique du canon de manière que l'image de son « cross-over » soit sur l'écran de diffractographe.

Optique du microscope à émission. — L'axe est horizontal et il se compose d'un seul objectif à immersion électrostatique donnant un grossissement de 40 à une distance de 50 cm.

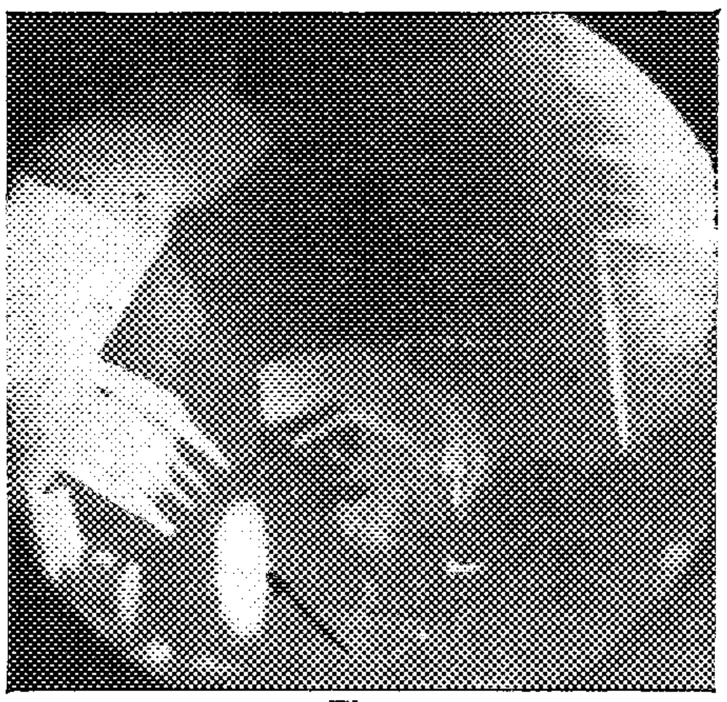


Fig. 2.

Les électrons du diffractographe sont accélérés à 50 kV par rapport à la masse. L'échantillon, qui est la cathode de l'objectif du microscope est porté à — 10 kV. Ainsi, l'optique des électrons diffractant, bien que ceux-ci soient partiellement freinés en passant dans l'objectif à immersion n'est pas perturbée par suite de la grande différence existant entre les deux potentiels d'accélération.

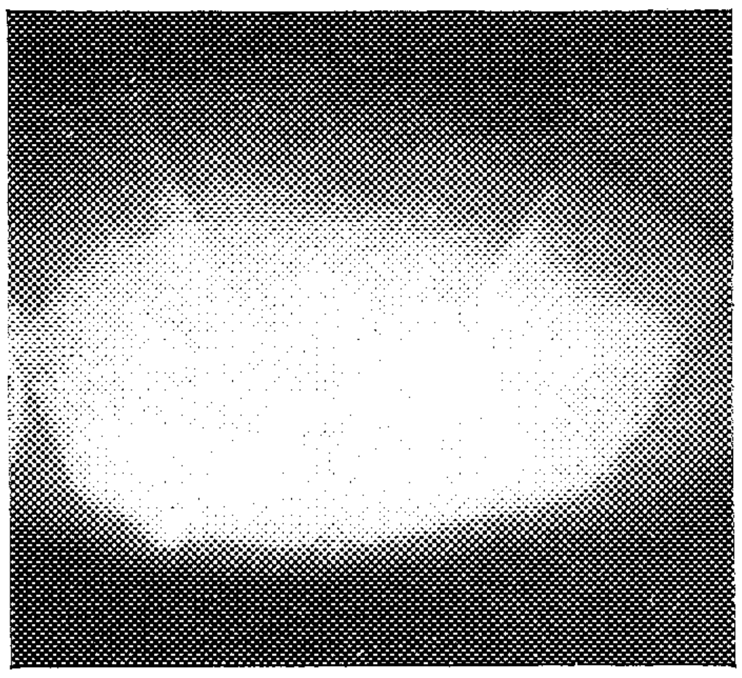


Fig. 3.

L'image du diaphragme rectangulaire sur la surface de l'objet est actuellement de $1/10 \times 2/10^e$ de millimètre. L'image microscopique est fournie par les électrons secondaires qui donnent une intensité suffisante.

L'objet, un métal dans nos expériences, est chauffé sur sa face arrière

par bombardement électronique; il fournit une image par émission chaude à partir de 900° sur laquelle on superpose l'image du spot à l'impact des électrons diffractants. Les études faites avec cet appareil seront publiées séparément. Un exemple des résultats déjà obtenus est donné par le diagramme de lignes de Kikuchi obtenues sur un seul cristal de titane β (*fig.* 3). La photographie des cristaux (*fig.* 2) a été prise *simultanément*; on distingue en bas et à gauche la trace du faisceau éclairant utilisé par le diffractographe.

(*) Séance du 17 juin 1957.
(1) *Ann. Radioélectr.*, 3, 1948, p. 339.

ÉLECTROTECHNIQUE. — *Sur les contacts glissants en charbon.*
Note (*) de M. **Robert Mayeur**, présentée par M. Hippolyte Parodi.

1. La chute de tension totale, somme des chutes dans l'interface et dans la patine d'oxyde de cuivre qui recouvre la bague, varie avec la température par suite de la variation de la résistance de la patine. Cette résistance, pour les surfaces réelles de contact est fonction exponentielle de la température, fonction dont l'exposant est approximativement 1000/T (T, température absolue). Le rapport entre la chute totale et la chute interface (celle-ci étant peu sensible à la température) est constant pour une température donnée, mais décroît lorsque la température augmente. Ce rapport dépasse généralement 2 dans les conditions normales de fonctionnement des balais en charbon.

2. L'usure des balais est en partie d'origine mécanique, en partie d'origine électrique. Le champ électrique dans l'interface est l'élément déterminant de l'usure électrique puisqu'il provoque l'arrachement des grains électrisés de charbon, qui cheminent ensuite dans l'interface. Le champ diminuant lorsque le nombre de grains situés dans l'interface augmente, et inversement, il joue un rôle auto-régulateur de l'arrachement des grains et de l'usure du balai.

Cette remarque permet de préciser le processus d'usure accélérée des balais à grande altitude : le frottement élevé par suite du manque d'humidité de l'air amène un accroissement de la vitesse de cheminement des grains dans l'interface et une diminution du nombre de ces grains. Cette réduction du nombre de grains provoque un accroissement du champ électrique et un accroissement de l'usure électrique du balai. Les grains libérés en grand nombre, défilant rapidement dans l'interface, produisent une usure mécanique importante par érosion du charbon : le taux total

d'usure du balai devient considérable, tandis que la chute au contact s'abaisse alors à une valeur très faible.

L'usure excessive des balais en atmosphère raréfiée et sèche comporte donc deux phases : la première étant une forte usure électrique qui doit se manifester par une augmentation plus ou moins fugace de la chute de tension, la seconde étant une forte usure mécanique due à l'action érosive des grains de charbon, entraînant une réduction très importante de la chute.

3. Les variations de la pression d'appui du balai agissent sur l'usure mécanique par modification de l'effort de frottement et de la vitesse de cheminement des grains interface, et sur l'usure électrique par modification de la chute de tension occasionnée par les variations de la distance interface, de la résistance de la patine, de la résistance et de la vitesse de cheminement des grains dans l'interface.

4. Le comportement différent des balais anode et cathode s'explique par l'action des barrières d'électrons : d'une part, celles-ci réduisent l'énergie nécessaire à l'extraction des grains pour le balai anode, tandis qu'elles l'augmentent pour le balai cathode; d'autre part, elles ne permettent qu'au balai anode la formation d'un dépôt lubrifiant de carbone recouvrant la patine de la bague.

5. La constance de la chute de tension constatée dans les expériences pour des vitesses très variées de la bague, permet d'expliquer la diminution presque linéaire du coefficient de frottement et l'accroissement sensiblement linéaire du taux d'usure du balai lorsque la vitesse de la bague augmente. On en déduit également que lorsque la vitesse de la bague croît, la distance interface augmente.

(*) Séance du 17 juin 1957.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *Polarisation des électrons émis par* ^{90}Sr. Note de Mmes **Hélène Langevin-Joliot**, **Nadine Marty** et M. **Pierre Sergent**, présentée par M. Frédéric Joliot.

La polarisation négative des électrons émis par ^{90}Sr ($\Delta J = 2$, oui) est mise en évidence par déflection électrostatique des électrons, suivie d'une diffusion sur une feuille d'or.

L'hypothèse de T. D. Lee et C. N. Yang (1) sur la non-conservation de la parité dans le cas des interactions faibles a été vérifiée dans le cas de la désintégration β (2) et dans celui de la désintégration des mésons μ (3), (4). Une conséquence directe de cette non-conservation de la parité est la polarisation longitudinale des électrons émis dans une désintégration β (5), (6). Cet

effet a été mis tout récemment en évidence par plusieurs auteurs, par transformation de la polarisation longitudinale en polarisation transversale à l'aide d'un déflecteur électrostatique dans le cas de transitions $\Delta J = 1$, non [7], d'après la polarisation circulaire du rayonnement du freinage externe dans le cas d'une transition $\Delta J = 2$, oui [8].

Nous avons pu confirmer l'existence d'une polarisation longitudinale du signe attendu, dans le cas d'une transition $\Delta J = 2$, oui en utilisant la méthode de déflection électrostatique.

La source utilisée était ^{90}Sr en équilibre avec ^{90}Y. Les spectres β de ces deux émetteurs présentent une forme α ($\Delta J = 2$, oui) correspondant à une interaction Gamow-Teller pure.

Dans l'appareil où règne une pression inférieure à 10^{-5} mm de mercure, les électrons sont courbés entre deux plateaux d'un condensateur cylindrique de rayon de courbure moyen 14,5 cm. Il est possible d'appliquer entre les plateaux une tension maxima de 30 000 V (+ 15 000 et — 15 000 V) correspondant à des électrons de 280 keV. L'angle de rotation des rayons β (127°20′) choisi, est à la fois l'angle de focalisation pour un tel dispositif et l'angle pour lequel des électrons de vitesse $v/c = 0,7$ sortent polarisés transversalement.

Les électrons sont alors diffusés par une feuille d'or mince et sont détectés, dans le plan perpendiculaire à leur trajectoire avant diffusion, par deux blocs de deux compteurs en coïncidence situés à 180° l'un par rapport à l'autre. Ces blocs ont des fenêtres rectangulaires fermées par des feuilles de formvar de 120 $\mu g/cm^2$. En reprenant les notations utilisées dans les études de polarisation, ils acceptent les électrons diffusés en arrière entre les angles $\theta_{max} = 99°$ et $\theta_{min} = 129°$, leur ouverture angulaire dans le plan perpendiculaire étant de 6°. Les deux blocs de compteurs peuvent être intervertis par rotation de la pièce qui les supporte, sans rompre le vide dans l'appareil.

On détermine pour chaque bloc de compteurs le nombre d'électrons diffusés par la feuille d'or à 0 et 180°. Pour éliminer tout défaut d'homogénéité ou de centrage de la feuille d'or, celle-ci est tournée de 180° sur elle-même au cours des mesures. Pour tenir compte d'une asymétrie éventuelle du faisceau d'électrons, les mêmes mesures sont répétées en remplaçant la feuille d'or par une feuille d'aluminium. On soustrait à chaque fois le fond obtenu en présence du support seul.

Les différentes mesures de diffusion sur aluminium ont donné

$$\frac{N_{gauche}}{N_{droit}} = 1,02 \mp 0,05, \quad \text{indépendamment de l'énergie.}$$

L'asymétrie dans le cas de l'or a été déterminée pour des électrons

d'environ 204 keV ($v/c = 0{,}7$) et 128 keV ($v/c = 0{,}6$). Les résultats obtenus sont les suivants :

Énergie des électrons (keV).	$\frac{v}{c}$.	Épaisseur de la feuille d'or (mg/cm²).	$\frac{N_{gauche}}{N_{droit}}$.	Polarisation P.
204........	0,7	0,4	1,48 ∓ 0,23	− 0,49 ∓ 0,18
204........	0,7	0,4	1,37 ∓ 0,17	− 0,4 ∓ 0,15
128........	0,6	0,2	1,2 ∓ 0,14	− 0,23 ∓ 0,15
128........	0,6	0,2	1,16 ∓ 0,11	− 0,19 ∓ 0,12

La polarisation P des électrons a été déduite de l'asymétrie gauche-droite mesurée sachant que $N_g/N_d = [1 + a(\theta)\,P]/[1 - a(\theta)\,P]$, $a(\theta)$ étant la polarisation due à la diffusion des électrons sur la feuille d'or; $a(\theta)$ pour l'angle moyen de diffusion utilisé a été calculé d'après les tableaux de N. Sherman (9).

Ces résultats très préliminaires confirment la polarisation des électrons émis dans une désintégration β et indiquent que pour une transition due à une interaction de Gamow-Teller pure, le spin de l'électron est dans la direction opposée à la quantité de mouvement. Nous n'avons indiqué dans nos résultats que les erreurs statistiques. La diffusion sur la feuille d'or d'électrons émis par la source dans une direction quelconque, et diffusés dans son voisinage et sur les conducteurs, aurait pour effet de diminuer la polarisation apparente du faisceau. Des essais sont en cours pour diminuer ces diffusions parasites.

(1) *Phys. Rev.*, 104, 1956, p. 254.
(2) Wu et Ambler, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1413.
(3) Garwin, Lederman et Weinrich *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1415.
(4) J. L. Friedman et V. L. Telegdi, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1681.
(5) T. D. Lee, et C. N. Yang, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1671.
(6) R. Nataf, *Comptes rendus*. 244, 1957, p. 1187.
(7) Frauenfelder, Bobone, von Goeler, Levine, Lewis, Peacock, Rossi et de Pasquali, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 386.
(8) M. Goldhaber, L. Grodzins et A. W. Sunyar, *Phys. Rev.*, 106, 1957, p. 826.
(9) *Phys. Rev.*, 103, 1956, p. 1601.

PHYSIQUE NUCLÉAIRE. — *L'interaction de la désintégration β qui ne conserve pas la parité.* Note de M. **Roger Nataf**, présentée par M. Frédéric Joliot.

Dans la Note (III) (1) précédente, en admettant le principe 2 d'invariance par renversement du temps, nous avons déduit des résultats expérimentaux les relations (4-III), qui impliquent un sens constant de la polarisation longitudinale des β^- et β^+. Des expériences récentes (2) semblant indiquer qu'il dépend de la nature de la transition, conduiraient à abandonner 2.

Nous avions déduit les relations (4-III) :

$$G'_T = -G_T,\qquad G'_S = -G_S,\qquad G'_A = G_A,\qquad G'_V = G_V$$

des conditions de Fierz (F_1), (F_2) imposées par la forme expérimentale des spectres permis, de celle de Mahmoud-Konopinski (K), imposée par la forme des spectres $\Delta J = 0$ ou 1, oui, et de l'asymétrie maxima mesurée dans l'expérience de C. S. Wu et al. [3], en admettant le principe d'invariance par renversement du temps pour l'interaction β (G_X et G'_X réels).

Avec (4-III), seule la composante $\psi_g = [(1+\gamma_5)/2]\psi$ de la fonction d'onde de l'électron β^- figure dans l'interaction. Si celle-ci ne contient que S, T, P, seule $\psi_d = [(1-\gamma_5)/2]\varphi$ du neutrino y figure alors, et (4-III) *est dans ce cas équivalente à la théorie à deux composantes du neutrino* [4], [5], [6]. D'une manière générale, (4-III) conduit au rapport (8-III) des nombres d'électrons β^- ayant leurs spins respectivement antiparallèle et parallèle à leur impulsion (ce rapport étant inversé pour les β^+), pour toutes les transitions permises. Il reste d'ailleurs le même pour toutes les transitions interdites, dans la mesure où l'on peut négliger l'influence du champ coulombien du noyau (calcul en ondes planes).

Le taux de polarisation est

$$\rho = \frac{\langle P^- \rangle - \langle P^+ \rangle}{\langle P^- \rangle + \langle P^+ \rangle} = \frac{p}{W} = \frac{v}{c}.$$

Les résultats préliminaires [2] semblent indiquer que les polarisations sont de sens opposés, suivant que la transition permise se fait par une interaction Gamow-Teller ($\Delta J = 1$, non) ou par une interaction Fermi ($0 \to 0$, non, comme dans $^{34}Cl \to {}^{34}S$). Ce résultat infirmerait (4-III) et conduirait donc à abandonner le principe d'invariance par renversement du temps, la seule parmi les hypothèses utilisées pour obtenir (4-III) qui ne soit pas fondée sur l'expérience.

Avec des G, G' complexes (F_2) s'écrit

$$G_T G_A^* + G'_T G'^*_A + CC = 0 \qquad (\textit{cf.}\ \text{III et Note rectificative IV})$$

ou, en choisissant G_T réel :

$$G_T \operatorname{Re} G_A + \operatorname{Re}(G'_T G'^*_A) = 0. \tag{1}$$

Comme on l'a indiqué dans III, le résultat de l'expérience de C. S. Wu et al. (asymétrie maxima) implique que

$$x \equiv [\operatorname{Re}(G_T G'^*_T - G_A G'^*_A)][|G_T|^2 + |G'_T|^2 + |G_A|^2 + |G'_A|^2]^{-1}$$

ait sa valeur absolue maxima.

$$x = [G_T(\operatorname{Re} G'_T) - \operatorname{Re} G_A \operatorname{Re} G'_A - \operatorname{Im} G_A \operatorname{Im} G'_A][G_T^2 + (\operatorname{Re} G'_T)^2 + (\operatorname{Im} G'_T)^2 + |G_A|^2 + |G'_A|^2]^{-1}.$$

$(\operatorname{Im} G'_T)^2$ ne figurant qu'au dénominateur, $\operatorname{Im} G'_T = 0$ pour $|x|$ maximum : G'_T est réel comme G_T. (1) donne alors

$$G_T = \lambda \operatorname{Re} G'_A, \qquad G'_T = -\lambda \operatorname{Re} G_A \qquad (\text{avec } \lambda \text{ arbitraire}), \tag{2}$$

d'où

$$x = -[(\lambda^2+1)\operatorname{Re} G_A \operatorname{Re} G'_A + \operatorname{Im} G_A \operatorname{Im} G'_A] \times \{(\lambda^2+1)[(\operatorname{Re} G_A)^2 + (\operatorname{Re} G_A'^2)] + (\operatorname{Im} G_A^2) + (\operatorname{Im} G'_A)^2\}^{-1} = -\vec{V}\vec{V}\left[\left(\vec{V}'\right)^2 + \left(\vec{V}'\right)^2\right]^{-1}$$

avec

$$\vec{V} = \left(\operatorname{Re} G_A\sqrt{\lambda^2+1},\ \operatorname{Im} G_A\right)$$

et l'expression analogue pour $\vec{V}'$. $|x|$ est maximum, avec la valeur $1/2$, pour $\vec{V}' = \vec{V}$, c'est-à-dire $G'_A = G_A$ d'où, avec (2) : $G'_T = -G_T$. Ces deux relations de (4-III), résultant de (F_2) et de l'asymétrie maxima restent donc valables.

$$G_T G_V^* + G'_T G_V'^* + CC = 0 \tag{K}$$

conduit alors à $\operatorname{Re} G_V = \operatorname{Re} G'_V$, en accord avec (4-III) lorsque G_V, G'_V sont réels; et (F_1) : $G_S G_V^* + G'_S G_V'^* + CC = 0$ à

$$\operatorname{Re} G_V(\operatorname{Re} G_S + \operatorname{Re} G'_S) + \operatorname{Im} G_S \operatorname{Im} G_V + \operatorname{Im} G'_S \operatorname{Im} G'_V = 0. \tag{3}$$

On a ainsi (3) et

$$G'_T = -G_T, \qquad G'_A = G_A, \qquad \operatorname{Re} G'_V = \operatorname{Re} G_V, \tag{4}$$

(3) prenant une forme symétrique si l'on admet aussi $\operatorname{Re} G'_S = -\operatorname{Re} G_S$.

Pour les interactions T, A de Gamow-Teller, les calculs de (III) restent valables, et il suffit de les généraliser pour celles de Fermi S, V. Nous obtenons pour des β^- :

$$P^-(W,\theta) + P^+(W,\theta) = \left|\int 1\right|^2 \times \left\{|G_S|^2 + |G'_S|^2 + |G_V|^2 + |G'_V|^2 + \frac{p}{W}\cos\theta\,[|G_V|^2 + |G'_V|^2 - |G_S|^2 - |G'_S|^2]\right\}\frac{\sin\theta}{4\pi^3}Wpq^2, \tag{5}$$

$$P^-(W,\theta) - P^+(W,\theta) = 2\left|\int 1\right|^2\left\{\frac{p}{W}\operatorname{Re}(G_V G_V'^* - G_S G_S'^*) + \cos\theta\left[\operatorname{Re}(G_S G_S'^* + G_V G_V'^*) + \frac{1}{W}(G_S G_V'^* + G_V G_S'^*)\right]\right\}Wpq^2\frac{\sin\theta}{4\pi^3}. \tag{6}$$

En sommant sur les angles, le taux de polarisation est

$$\rho = \frac{2p}{W}\,\frac{\operatorname{Re}(G_V G_V'^* - G_S G_S'^*)}{|G_S|^2 + |G'_S|^2 + |G_V|^2 + |G'_V|^2} \tag{7}$$

pour une transition de Fermi pure ($0 \to 0$, non). Pour une transition $\Delta J = 0$, non :

$$\rho = \frac{2p}{W}\left\{\operatorname{Re}(G_V G_V'^* - G_S G_S'^*)\left|\int 1\right|^2 + (|G_T|^2 + |G_A|^2)\left|\int\vec{\sigma}\right|^2\right\} \times \left\{(|G_S|^2 + |G'_S|^2 + |G_V|^2 + |G'_V|^2)\left|\int 1\right|^2 + 2(|G_T|^2 + |G_A|^2)\left|\int\vec{\sigma}\right|^2\right\}^{-1}. \tag{8}$$

On peut avoir ici $\rho < 0$ dans (7), c'est-à-dire le sens de la polarisation renversé, pour $\mathrm{Re}(G_V G_V'^* - G_S G_S'^*) < 0$. En particulier, avec la théorie à deux composantes du neutrino ($G'_X = -G_X$), il suffit que l'on ait

$$|G_S|^2 < |G_V|^2 \tag{9}$$

[ce qui semble en désaccord avec les expériences de corrélation angulaire sur ^{19}Ne ([7])]. (4), (3) impliquent alors que $G_A = 0$, que G_V *est imaginaire pur* et G_S *réel*; avec des G_X tous réels, en particulier la théorie à deux composantes vérifiant (9) ne peut satisfaire à la condition (K) : on aurait alors avec la notation de (II) :

$$\left|\vec{\Gamma}_V \vec{\Gamma}_T\right| \simeq 0{,}5\,(|\Gamma_V|^2 + |\Gamma_T|^2).$$

Un tel changement de signe de ρ doit pouvoir être observé non seulement sur les transitions $0 \to 0$, non, mais aussi, avec (8), sur les $\Delta J = 0$, non pour lesquelles le rapport $\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 \Big/ \left|\int 1\right|^2$ est inférieur à 1, comme avec les noyaux miroirs $p_{1/2} \to p_{1/2}$ (rapport 1/3) et $d_{3/2} \to d_{3/2}$ (rapport 3/5) [*cf.* ([8]), ([9])].

Si l'interaction est (V, T) avec la théorie à deux composantes :

$$\rho = \frac{p}{W} \, \frac{\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 - \left|\int 1\right|^2}{\left|\int \vec{\sigma}\right|^2 + \left|\int 1\right|^2}. \tag{8 b}$$

Cette interaction conduirait aux mêmes formes analytiques de spectres β^- et β^+ à tous les ordres (principe de Tolhœk et de Groot) et les termes d'interférence V, T seraient absents à tous les ordres (G_V/G_T imaginaire pur).

([1]) Nous désignons par (I), (II), (III), (IV) les Notes précédentes : *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 884, 1031, 1187 et 1917.

([2]) M. Deutsch et M. Goldhaber (communication privée du professeur C. N. Yang).
([3]) *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1413.
([4]) A. Salam, *Nuovo Cimento*, X-5, 1957, p. 299.
([5]) L. Landau, *Nuclear Physics*, 3, 1957, p. 127.
([6]) T. D. Lee; C. N. Yang, *Phys. Rev.*, 105, 1957, p. 1671.
([7]) D. R. Maxson, J. S. Allen et W. K. Jentschke, *Phys. Rev.*, 97, 1955, p. 109.
([8]) R. Bouchez et R. Nataf, *J. Phys. Rad.*, 14, 1953, p. 217.
([9]) R. Nataf, *Cahiers de Physique*, 56, 1954-1957, p. 6.

RÉSONANCE NUCLÉAIRE. — *Étude de la résonance paramagnétique nucléaire des protons dans le cyclohexanol solide en fonction de la température.* Note (*) de M. **Pierre Averbuch**, transmise par M. Louis Néel.

Aux températures inférieures à — 96°, on assiste à la libération progressive d'un mouvement de rotation des molécules deux à deux autour d'un axe commun. Puis à — 70°, apparaît une rotation des molécules autour de leur centre de gravité, toutes les orientations étant permises. Enfin dans la phase « haute température » au sens de Kelley, on distingue un mouvement de diffusion des molécules dans le cristal.

Le cyclohexanol est, à l'état solide, un cristal plastique, ainsi que l'a montré J. Timmermans (1). Son entropie de fusion est de 1,37 U. E. d'après les mesures de K. Kelley (2), donc inférieure à l'entropie de fusion théorique (égale à R) d'un corps mono-atomique ne présentant pas de diffusion à l'état solide, Le cyclohexanol présente donc un tel mouvement de diffusion précédant la fusion. L'étude en fonction de la température de la forme de raie de résonance nucléaire des protons permet de suivre la libération progressive des mouvements dans ce cristal.

Les mesures ont été effectuées à l'aide d'un autodyne du type de Pound et Watkins. L'électroaimant utilisé est à basse impédance, non refroidi, instable en champ; il devait être stabilisé manuellement, aussi la largeur des raies fines est-elle mesurée avec peu de précision.

Plusieurs séries de mesures ont été effectuées.

A. Température décroissante, de — 15 à — 70°. La raie présente une structure fine analogue à celle d'un triplet; mais sa forme varie avec la température, la partie centrale devenant de moins en moins intense au fur et à mesure que la température diminue. Il s'agit donc de la superposition de deux raies élémentaires provenant de deux phases différentes.

B. Température croissante, de — 144 à — 70°, à partir d'un échantillon gelé lentement. On n'a plus de structure fine. La raie se rétrécit lentement de — 144 à — 70°.

C. Après réchauffement rapide à — 55° d'un échantillon gelé lentement, puis refroidissement brutal à — 100°, la raie présente à nouveau une structure fine. On obtient donc à nouveau deux phases.

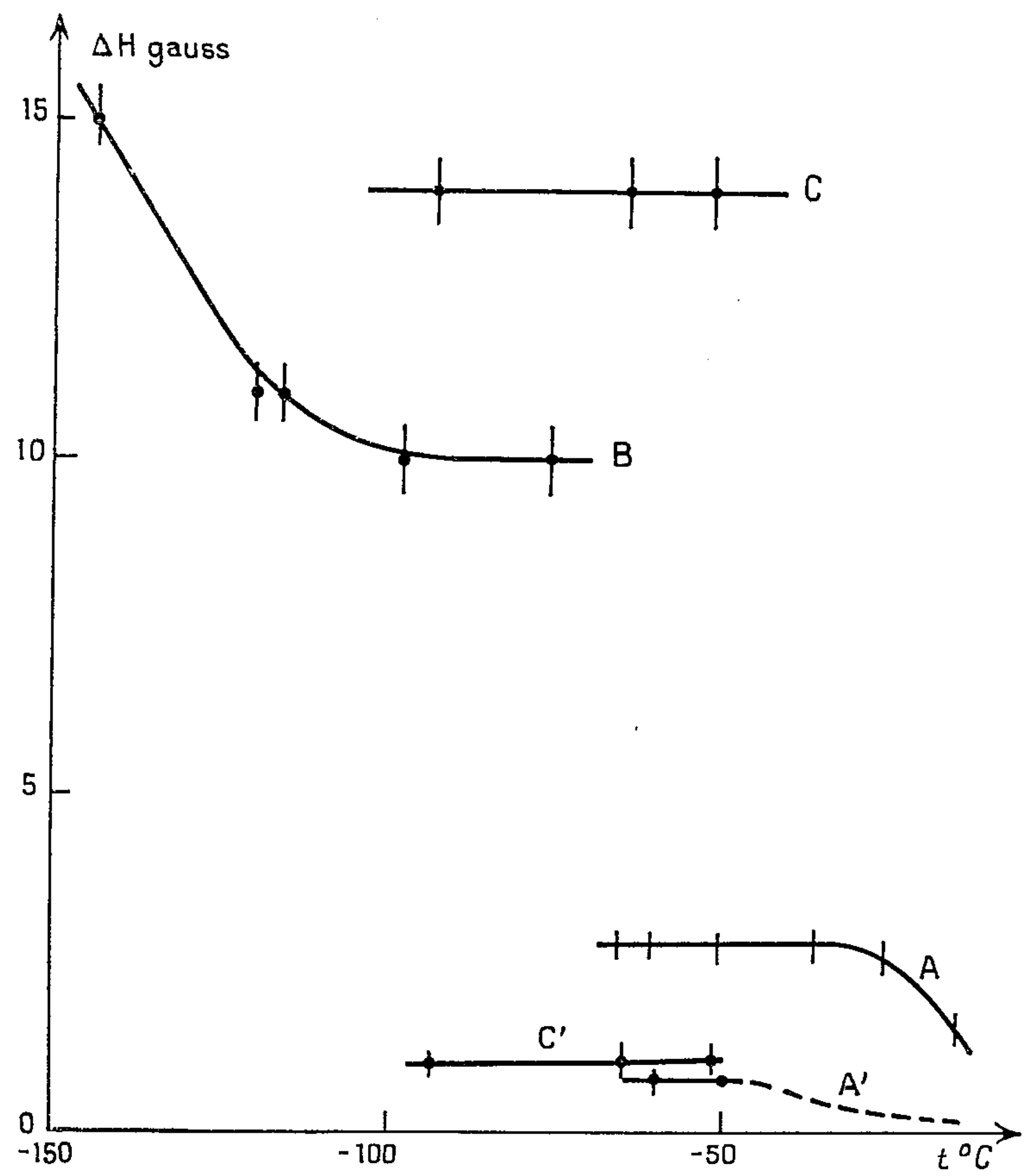
La variation de la largeur de raie est donnée par la figure; voici quelques valeurs caractéristiques du second moment :

Parcours A, « raie large » : 1 gauss^2;
Parcours B, à — 144° : 20 gauss^2;
Parcours C, à — 75° : 14 gauss^2.

Nous nous proposons l'interprétation suivante, basée, fautes de connaissances précises sur la structure cristalline du cyclohexanol solide, sur l'analogie entre ce dernier et le cyclohexane, étudié par E. R. Andrew et R. G. Eades (3). En effet la structure en chaise du squelette carboné du cyclohexanol fait que sa contribution intramoléculaire au second moment de la raie d'absorption est peu différente de celle du cyclohexane; à un proton près sur douze, l'arrangement spatial des atomes d'hydrogène est le même. Quant à la contribution intermoléculaire, elle est du même ordre de grandeur dans les deux corps dont les volumes moléculaires diffèrent de 0,7 %. Enfin les deux corps présentent des transitions analogues.

De — 144 à — 96°, le rétrécissement de la raie est dû à la libération progressive d'un mouvement moléculaire. Ce dernier est complètement libre à partir de — 96°. La valeur du second moment montre qu'il s'agit d'un mouvement

de rotation autour d'un seul axe. L'existence de ponts d'hydrogène montre qu'il ne peut s'agir que de la rotation des molécules deux à deux autour d'un même axe, passant non loin des centres de gravité.



A. Course en température décroissante; « raie large ».
A′. Même course; « raie fine ».
B. Course en température croissante à partir d'un échantillon gelé lentement.
C. Course en température croissante à partir d'un échantillon ayant subi un réchauffement rapide à —55°, puis refroidi brusquement.
C′. Même course; « raie fine ».

La transition à — 70° correspond à la libération d'un mouvement beaucoup plus important. L'ordre de grandeur du second moment correspond, de même que dans la phase homologue du cyclohexane, à un mouvement de rotation des molécules autour de leur centre de gravité, toutes les orientations étant permises. La raie très fine observée en outre (A′) provient d'une deuxième phase dans laquelle existe un mouvement supplémentaire qui ne peut être qu'un mouvement de diffusion moléculaire. Cette phase est la phase « haute température » définie par Kelley, stable au-dessus de —10°, et métastable aux températures inférieures. Ce mouvement de diffusion a son existence confirmée par la faible valeur de l'entropie de fusion.

La réaction $\varepsilon \rightleftharpoons \chi$ entre les deux formes isomères décrites par J. M. Larnaudie ([4]), réaction à laquelle Mme Reinisch ([5]) attribue le domaine d'absorption diélectrique situé aux alentours de 10 MHz à 0°, ne se traduit à aucun moment par un rétrécissement de la raie d'absorption. La valeur du second moment dans les raies larges de courbes A montre qu'il y existe déjà, à des températures de beaucoup inférieures à la température de la transition entre les phases haute température et basse température de Kelley, des mouvements de rotation de la molécule autour de son centre de gravité, mouvements dont le temps de corrélation est inférieur à 10^{-4} s, inverse de la largeur de raie mesurée en fréquence. Il semble donc que la réaction $\varepsilon \rightleftharpoons \chi$, par laquelle Mme Reinisch interprète les résultats des mesures de relaxation diélectrique, ne traduise pas le seul mouvement moléculaire existant et soit en tout cas insuffisante pour expliquer les résultats des mesures de résonance nucléaire.

(*) Séance du 12 juin 1957.

(1) *J. Chim. Phys.*, 35, 1938, p. 331.

(2) *J. Amer. Chem. Soc.*, 51, 1929, p. 1400.

(3) *Proc. Roy. Soc.*, 216 A, 1953, p. 398.

(4) *J. Phys. Rad.*, 15, 1954, p. 650.

(5) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 1032.

CINÉTIQUE CHIMIQUE. — *Contribution à l'étude des réactions équilibrées.* Note (*) de MM. **Roger Montarnal** et **Jean-Claude Balaceanu**, présentée par M. Paul Pascal.

L'expression de la vitesse de la réaction catalytique équilibrée d'échange entre le deutérium et l'hydrogène de l'eau s'est révélée indépendante du sens d'évolution de la réaction, la précision étant la même dans les deux sens. Ce résultat peut être considéré comme une vérification de l'expression classique exprimant la vitesse globale $V = \overrightarrow{v} - \overleftarrow{v}$, ou comme un critère de validité de la cinétique obtenue.

Il est souvent possible d'exprimer les cinétiques expérimentales d'une réaction par différentes expressions mathématiques formelles équivalentes; mais la seule significative est celle qui traduit le mécanisme intime de la réaction, et cette expression est unique comme le mécanisme lui-même.

Dans le cas des réactions équilibrées on peut établir pour chacun des sens d'évolution du système une équation de vitesse « générale » : valable jusqu'à l'équilibre, mais il est impossible d'affirmer sans hypothèse supplémentaire que ces deux expressions cinétiques sont identiques (ces vitesses pourraient être indépendantes et s'annuler toutes deux à l'équilibre; les deux réactions seraient donc indépendantes et incomplètes).

Or, d'après le principe de microréversibilité, la vitesse globale des réactions équilibrées s'interprète de façon dynamique comme résultante d'une vitesse

directe et d'une vitesse inverse : $V = \overrightarrow{v} - \overleftarrow{v}$, chacune des deux vitesses pouvant faire intervenir d'ailleurs tous les constituants du système dans tout le domaine des concentrations (1).

Dès lors, puisque chaque vitesse composante obéit à une cinétique unique dans tout le domaine des concentrations, la vitesse globale obéit également à une cinétique unique qui doit être la même quel que soit le sens d'évolution vers l'équilibre.

Cette propriété, conséquence de l'écriture $V = \overrightarrow{v} - \overleftarrow{v}$, peut être utilisée pour obtenir, par exemple, la vitesse inverse à partir de la vitesse directe et de la vitesse globale $\overleftarrow{v} = \overrightarrow{v} - V$, ou bien pour étudier l'activité d'un catalyseur dans le sens qui se prête le mieux à l'expérimentation (exemple : décomposition de NH_3 plutôt que la synthèse).

Elle n'a été vérifiée que dans de rares cas : évolution de $2\,HI \rightleftharpoons I_2 + H_2$, étudiée par Bodenstein dont l'équation de vitesse globale est effectivement identique dans les deux sens. On pourrait considérer cet accord comme une vérification de l'hypothèse $V = \overrightarrow{v} - \overleftarrow{v}$; on préfère y voir un critère de généralité et de qualité de l'expression cinétique établie dans un sens particulier d'évolution.

Nous avons cherché à vérifier cette propriété dans le cas d'une réaction catalytique simple se prêtant particulièrement bien à l'expérimentation.

Il s'agit de l'équation d'échange $D_2 + H_2O \rightleftharpoons D_2O + H_2$ réaction compliquée en fait par l'intervention des formes HD et HDO mais que nous avons étudiée au point de vue de l'échange atomique de D entre l'hydrogène (au sens général) et l'eau (au sens général) (2); la réaction était en effet suivie par mesure de la conductivité thermique de l'hydrogène qui donne pratiquement la concentration atomique en D (3). Les deux sens d'évolution sont aisément réalisés en partant de $D_2 + H_2O$ ou bien de $D_2O + H_2$. Nous opérons avec de l'eau liquide en grand excès par rapport au gaz, ce qui introduit une simplification expérimentale car seule la phase gazeuse évolue (cas classique de dégénérescence d'ordre). Que l'on parte de D_2 ou de H_2 on évolue vers la même concentration d'équilibre pour l'hydrogène, définie par la concentration de la phase liquide et par la constante d'équilibre.

A 20° où la constante d'équilibre est 3,5 nous avons choisi une phase liquide à 78 % (en môles) en D_2O et 22 % en H_2O qui donne une valeur finale $H/D = 1$ dans la phase gazeuse, ce qui est sans conséquence pour la généralité du raisonnement; nous opérons ainsi exactement dans les mêmes conditions de précision pour les deux sens d'évolution.

Les résultats expérimentaux sont traduits par la figure 1 où l'on a porté la fraction atomique de D dans la phase gazeuse, y, en fonction du temps.

Sur la figure 2 on a porté $\log_{10}(y - ye)$ en fonction du temps pour les deux évolutions.

On obtient une droite unique, ce qui montre :

1° Que les courbes y de t sont des exponentielles et que la réaction globale est d'ordre 1 par rapport à l'écart entre la concentration actuelle y et la concentration à l'équilibre ye.

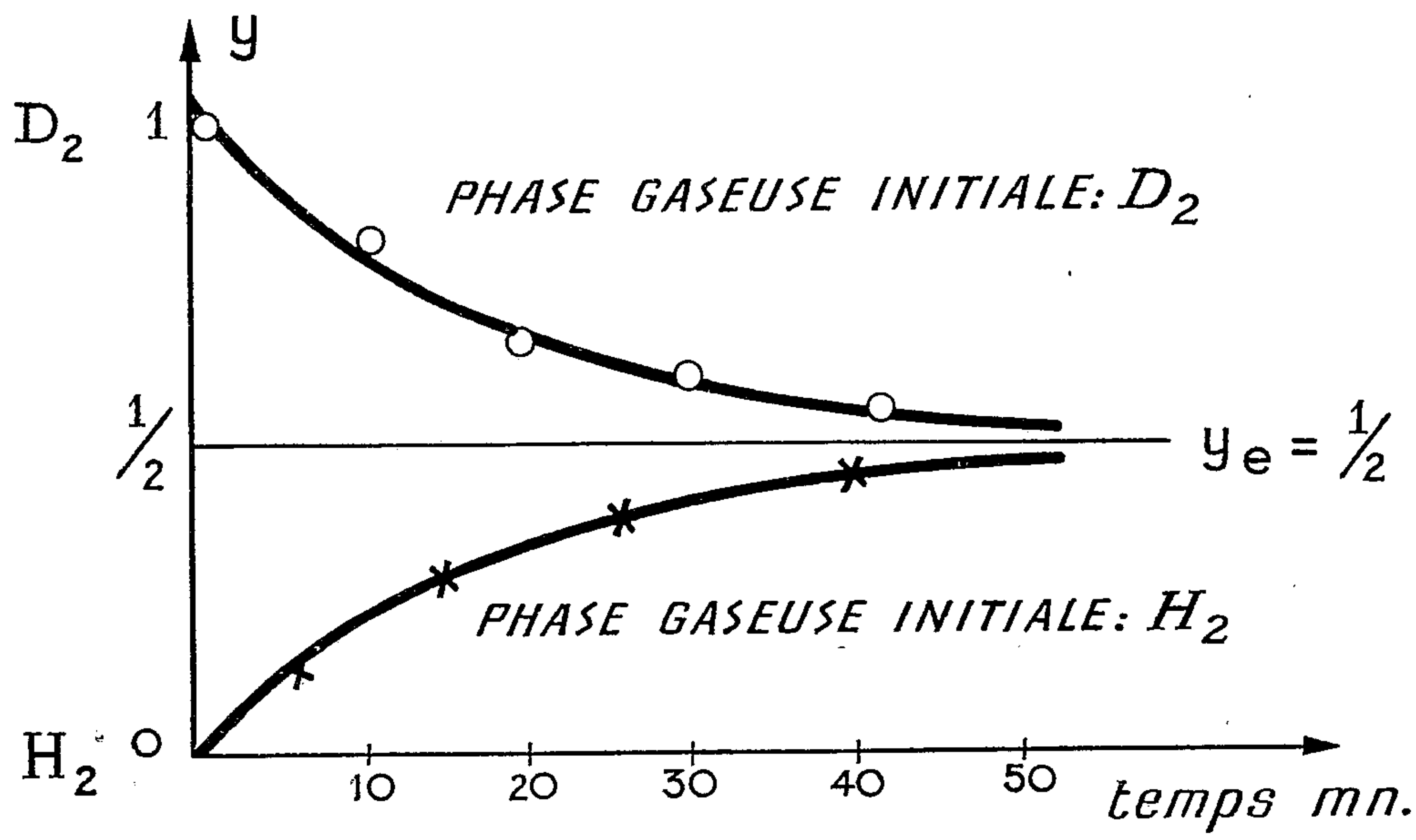


Fig. 1.

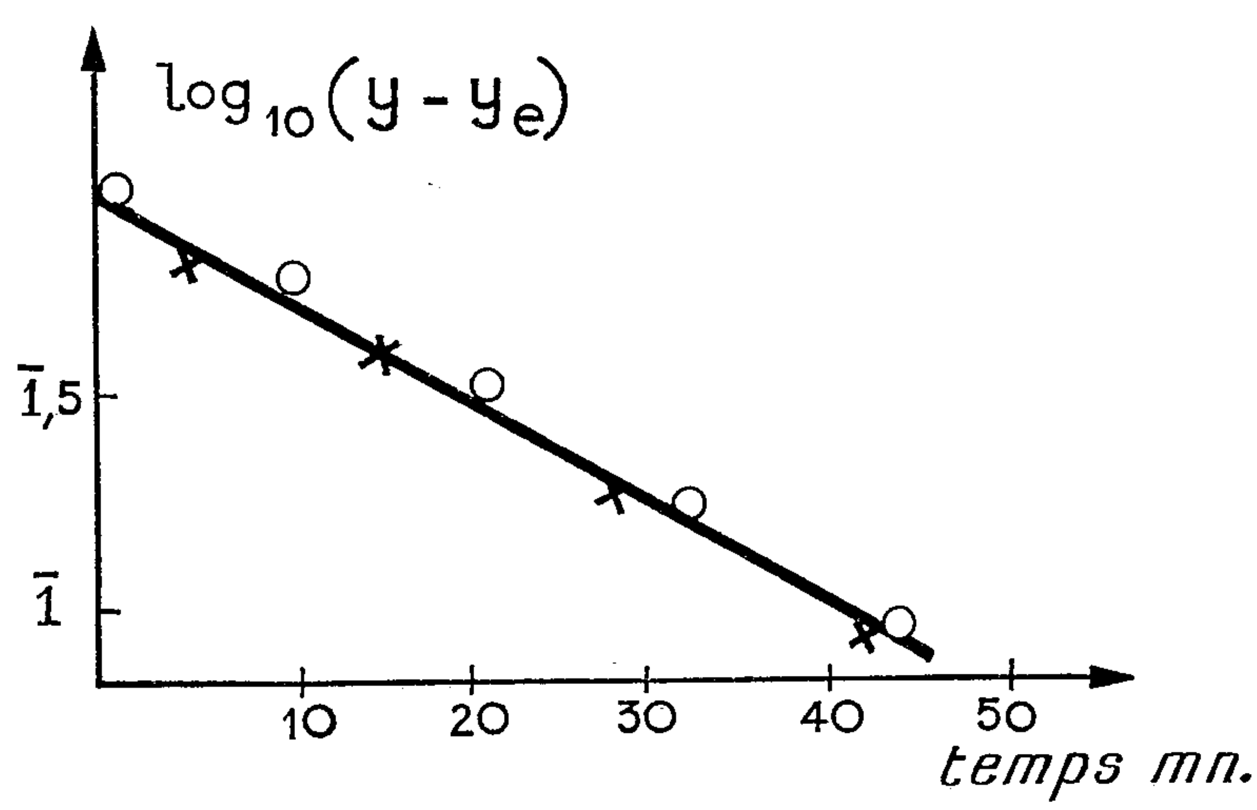


Fig. 2.

2° Que la constante de vitesse est effectivement la même pour les deux sens d'évolution (les courbes de la figure 1 sont symétriques).

$k = 5{,}8 \cdot 10^{-2}\ \text{mn}^{-1}$ pour nos conditions expérimentales.

Nous pouvons écrire comme équation de vitesse $v = dy/dt = k(y - ye)$ quel que soit le sens d'évolution, et nous pouvons considérer ce résultat :

— soit comme vérification de la propriété nécessaire énoncée plus haut de l'existence d'une expression de vitesse valable dans tout le domaine des concentrations;

— soit comme une preuve de la généralité de la cinétique observée pour l'évolution globale et de son lien avec le mécanisme intime (du moins dans ces conditions de réduction d'ordre).

3° Enfin la mesure de la concentration d'équilibre *ye* du gaz et la connaissance de la concentration de la phase liquide peut permettre de retrouver les valeurs des constantes d'équilibres.

(*) Séance du 17 juin 1957.

(1) J. C. Jungers et A. Giraud, *Cinétique Chimique appliquée*, Éditions Technip, Paris, 1957.

(2) R. Montarnal, J. C. Balaceanu et G. Dirian, *Congrès sur la Séparation des Isotopes*, Amsterdam, avril, 1957.

(3) E. Roth, J. Chenouard et G. Dirian, *Conférence sur les usages Pacifiques de l'Énergie atomique*, Genève, 1955, p/348, 20 B.

(*Institut Français du Pétrole, Rueil-Malmaison, Seine-et-Oise.*)

ÉLECTROCHIMIE. — *Contribution à l'étude de la corrosion de l'aluminium en milieu alcalin.* Note (*) de M. **Helmy Makram**, présentée par M. Eugène Darmois.

Le but du présent travail est de déterminer le pouvoir corrosif des solutions alcalines en présence de l'air.

Il est donc capital de pouvoir évaluer d'une manière précise cette corrosion.

La méthode employée consiste à soumettre la pièce à un milieu d'action corrosive intense constitué par un électrolyte. Le liquide d'attaque peut être, par exemple, une solution d'hydroxyde de sodium. On suit le potentiel de l'électrode étudiée en fonction du temps.

Les courbes des figures 1 et 2 représentent le phénomène dans le cas particulier de plaques de cuivre recouvertes d'une feuille d'aluminium et plongées dans une solution d'hydroxyde de sodium.

On a utilisé du cuivre électrolytiquement pur à 99,9 % de 1 × 8 cm et 0,2 mm d'épaisseur et une feuille d'aluminium à 99,5 % d'aluminium recuit d'une épaisseur de 5/100e de millimètre.

Les plaques de cuivre ont subi un polissage électrolytique dans un bain composé d'acide orthophosphorique à 36° Bé, saturé en acide chromique, maintenu à 40° sous une densité de courant de 75 A/dm² pendant 40 s.

La surface de l'éprouvette (cuivre et aluminium) doit être débarrassée

de toutes traces de corps gras. Il faut donc procéder à un dégraissage énergique. On opère par dissolution au contact de vapeurs de trichloréthylène.

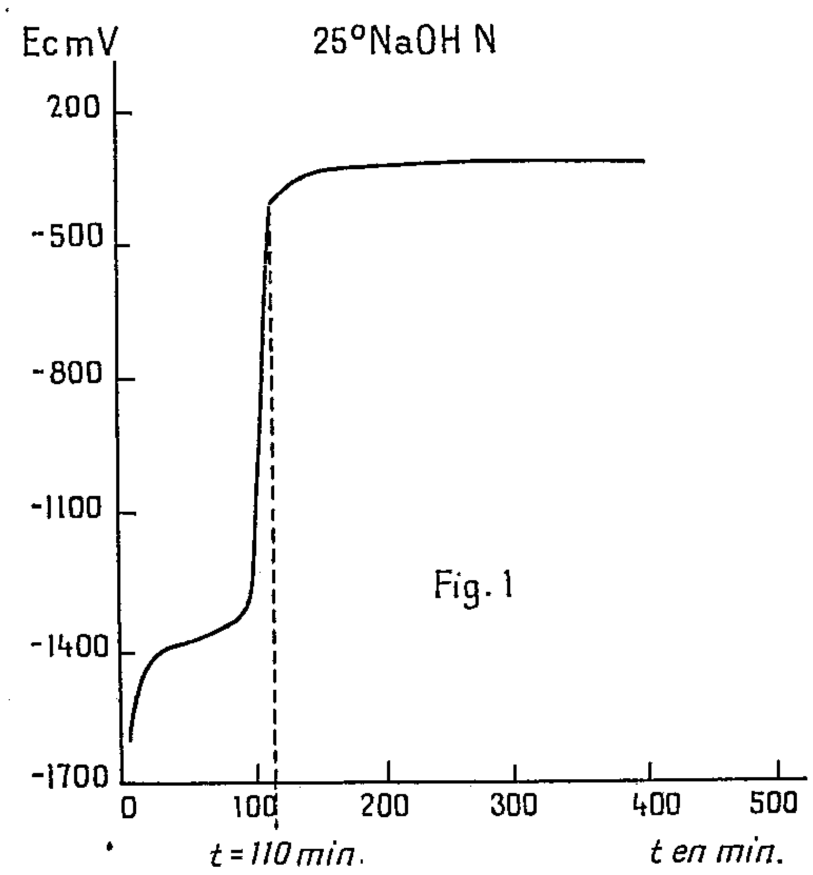


Fig. 1

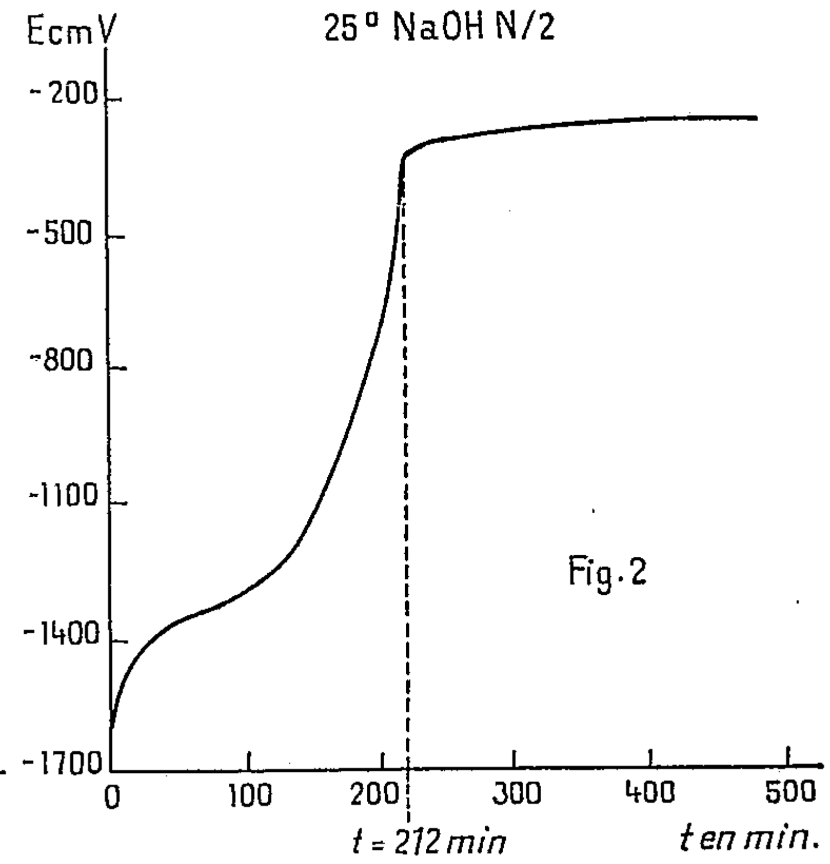


Fig. 2

Suivant la concentration de l'électrolyte, on obtient des courbes de types légèrement différents :

Type 1 pour une solution de NaOH N;

Type 2 pour une solution de NaOH N/2.

Dans tous les cas on remarque que le potentiel V de cette plaque, repéré par rapport à un élément de référence, varie en fonction du temps, en tendant vers une valeur constante qui correspond précisément au potentiel du métal de base. Au cours de cette évolution, le potentiel tend donc vers un palier dont le début caractérise la fin de l'attaque de l'aluminium.

On constate que la courbe qui représente cette évolution passe par un point remarquable qui permet de définir le temps au bout duquel la feuille d'aluminium a été corrodée. Ce temps caractérise le pouvoir corrosif de l'électrolyte; il est d'autant plus grand que le pouvoir corrosif est plus faible.

Il y a donc là un moyen de repérer l'instant où cette attaque étant achevée, l'équilibre s'est établi entre le métal de base et l'électrolyte.

N'importe quelle grandeur se rapportant à cette durée peut servir de mesure quantitative de la corrosion effectuée par le liquide examiné. Les courbes des figures 1 et 2 montrent que la durée d'attaque peut être déterminée à partir de mesures purement électrochimiques. Elle apparaît en effet comme étant représentée par l'abscisse du début de palier des courbes de variation de potentiel.

(*) Séance du 12 juin 1957.

CHIMIE GÉNÉRALE. — *Célérité des ondes d'autodécomposition se propageant dans la vapeur d'hydrazine plus ou moins diluée de vapeur d'eau.* Note de MM. **Guy Pannetier** et **Rodolphe de Hartoulari**, présentée par M. Paul Pascal.

Les auteurs ont mesuré directement par la méthode de Mallard et Le Chatelier la célérité apparente d'ondes de décomposition se propageant dans un mélange de vapeurs d'hydrazine et d'eau, localisées dans un tube de 12 mm de diamètre intérieur fermé à une extrémité. Ces célérités varient de 40 cm/s pour une hydrazine hydratée titrant 60 % en N_2H_4 à 350 cm/s pour de l'hydrazine à 90 %.

Des mélanges en phase vapeur d'hydrazine N_2H_4 et d'un inhibiteur (comme la vapeur d'eau que nous avons employée dans cette étude) sont dans certains cas hors d'état d'équilibre. Au-dessus d'une certaine limite de concentration en hydrazine, la décomposition de celle-ci amorcée en un point, soit par une étincelle, soit par un point chaud, soit par toute autre méthode, se propage à toute la masse du mélange et cela d'autant plus brutalement que la proportion d'inhibiteur est elle-même plus faible. Simultanément les gaz qui se décomposent sont le siège d'une chimiluminescence jaune assez intense mais brève qui fait ressembler la propagation de cette décomposition à une onde d'inflammation classique.

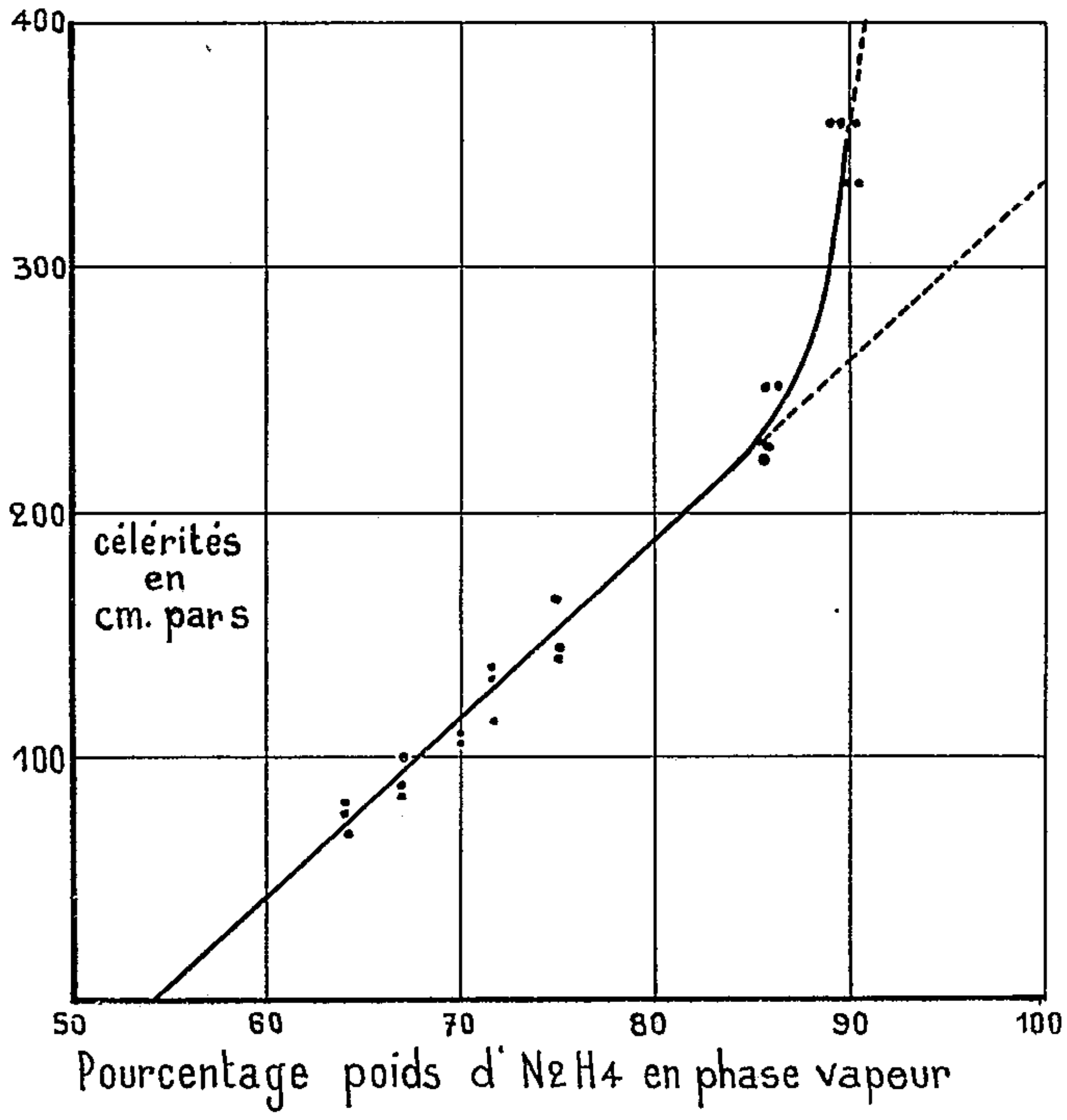
La célérité avec laquelle cette autodécomposition se propage dans tout le mélange homogène a été étudiée en fonction de la quantité présente de vapeur d'eau.

La méthode utilisée a consisté en l'enregistrement direct sur tambour tournant de la propagation du front d'onde d'autodécomposition. Ce phénomène, étant par comparaison avec les flammes classiques, peu lumineux, n'a pu être enregistré par la méthode de Mallard et Le Chatelier qu'en utilisant une optique de très grande ouverture à $f/1,4$. Une base de temps [1] au 1/1000e ou au 1/2 000e de seconde est enregistrée simultanément sur la bande sensible et permet avec l'inscription d'un repère de dimension connue tracé sur le tube où s'effectue la propagation, d'avoir tous les éléments de temps et d'espace nécessaires à la mesure.

Nos mesures ont été effectuées dans un tube de verre Pyrex de 12 mm de diamètre intérieur et de 110 cm de long. Pour maintenir en phase vapeur les divers constituants du mélange, ses parois sont portées à une température de 125-130° par une résistance enroulée régulièrement sur la paroi extérieure; l'épaisseur de la paroi du tube est suffisante pour homogénéiser la température. Le tube préalablement rempli d'azote est d'abord raccordé à un dispositif déjà décrit [2], qui en vaporisant une quantité excédentaire de mélange remplace l'azote par le mélange à étudier. Puis ce dispositif est déconnecté, l'extrémité à laquelle il était raccordé laissée

ouverte et l'amorçage de la décomposition se fait par une étincelle électrique à haute fréquence jaillissant entre deux électrodes placées du côté de l'extrémité ouverte du tube. L'autre extrémité est fermée en fin de remplissage.

Comme d'autres auteurs et en particulier H. Guenoche ([3]) ont eu maintes fois l'occasion de l'observer, il est pratiquement impossible d'obtenir sans précaution spéciale, une propagation de vitesse constante. Aussi avons-nous eu recours pour obtenir des enregistrements à peu près rectilignes, à l'emploi d'artifices signalés par ces auteurs eux-mêmes. Nous avons interposé à l'extrémité ouverte, celle d'inflammation, un diaphragme de diamètre plus ou moins grand, à déterminer empiriquement, lequel rend la propagation uniforme tout au moins après le premier tiers du parcours. Les diamètres de ces diaphragmes sont situés entre 3 et 4 mm. La vitesse dans la partie uniforme de la trajectoire se lit alors directement sur l'enregistrement grâce à la base de temps.



Les résultats obtenus (*fig.* 1) montrent que la célérité de propagation est une fonction croissante de la concentration en hydrazine du mélange. On remarque une partie rectiligne très marquée de 60 à 86 %, la célérité variant dans cet intervalle de 40 à 230 cm/s. Cette première partie est prolongée d'un segment incurvé dont la concavité est tournée vers le haut, indiquant une augmentation de vitesse en fonction de la concen-

tration beaucoup plus importante que dans le domaine des faibles concentrations; nous obtenons, en effet, pour une richesse de 90 %, une vitesse de 350 cm/s. Des essais à 95 % montrent que la célérité de propagation devient très grande et la réaction prend un caractère violent qu'accompagne une rupture du tube.

La précision de nos résultats a été déterminée par la reproductibilité de ceux-ci, lorsqu'on utilise un mélange de même concentration. Cette précision peut être évaluée en moyenne à 5 %. Elle rend possible dans de bonnes conditions, l'étude de la vitesse fondamentale de la propagation de l'onde d'autodécomposition à travers le mélange si l'on connaît la surface elle-même de ce front d'onde. Ces déterminations sont en cours et feront l'objet de publications ultérieures. G. K. Adams et G. W. Stocks (4) et P. Gray et J. C. Kay (5) ont, en effet, mesuré des célérités de flammes d'autodécomposition à la surface d'hydrazine liquide, mais ces mesures ne permettent pas, comme le souligne ceux-ci, d'accéder aux vitesses fondamentales. D'autre part, les seuls auteurs R. C. Murray et A. R. Hall (6) qui ont mesuré les valeurs de cette vitesse l'ont fait par la méthode de Gouy qui localise difficilement le front de flamme. Encore, à cette première source d'erreur est-il venu s'ajouter la nécessité expérimentale, pour conserver stationnaire le cône de décomposition, de maintenir autour de celui-ci une légère flamme de diffusion qui peut perturber considérablement l'allure du phénomène primitif. Ces causes d'incertitudes rendaient valables de nouvelles tentatives d'approche expérimentale de ce phénomène et par d'autres méthodes.

(1) M. Lecamp et A. Sicard, *Bull. Soc. Chim. Fr.*, 6, 1955, p. 803.
(2) G. Pannetier et R. de Hartoulari, *J. Chim. Phys. Fr.*, 53, n° 1, 1956, p. 71.
(3) *Rev. Inst. Franç. du Pétr.*, 4, n° 9, 1949, p. 515.
(4) *IVe Symp. On. Comb.*, p. 239.
(5) *Research*, 8, n° 1, 1955.
(6) *Trans. Faraday Soc.*, 47, 1951, p. 743.

CHIMIE ANALYTIQUE. — *Précision expérimentale dans l'analyse quantitative par chromatographie de gaz.* Note de M. **Raymond Maurel**, présentée par M. Paul Pascal.

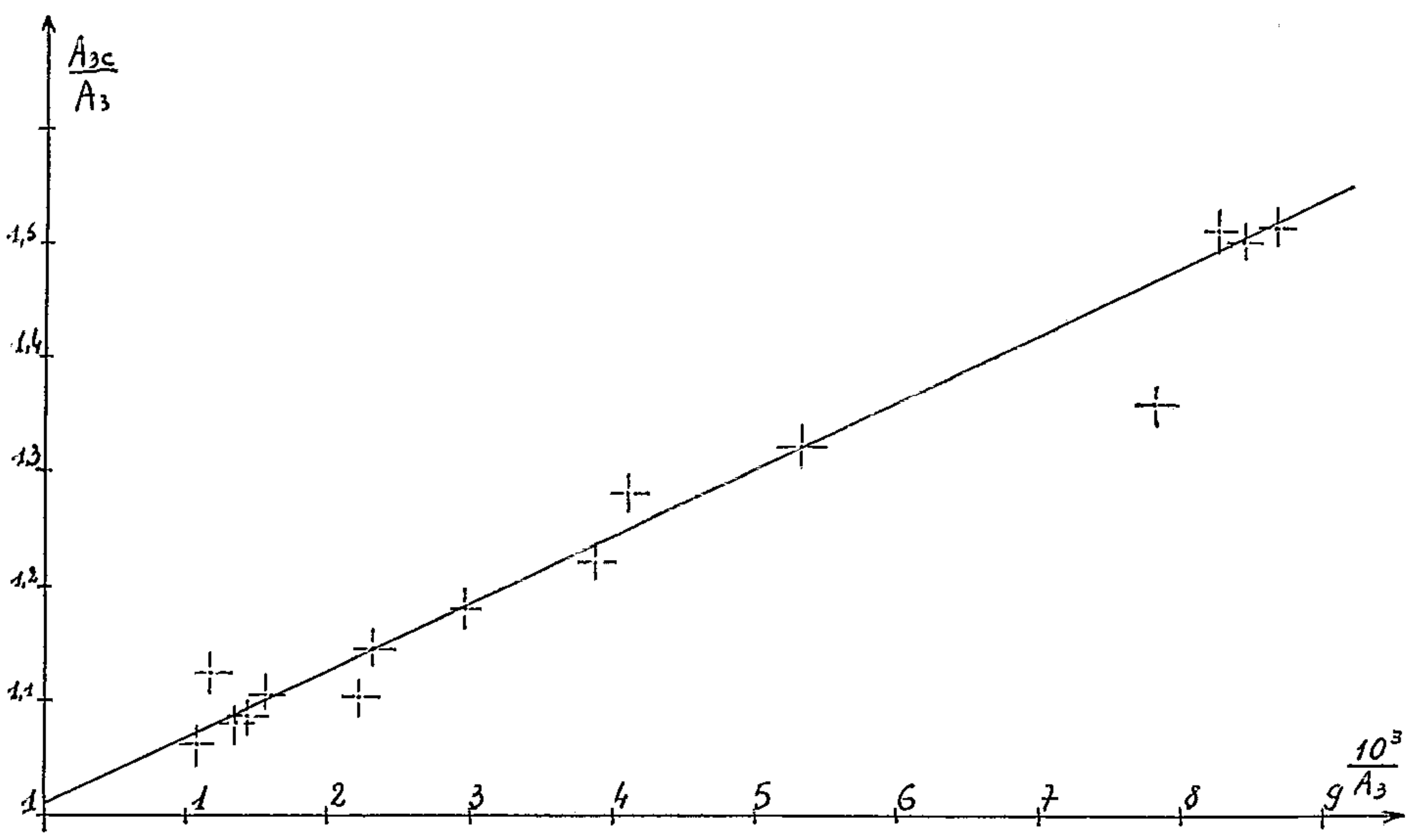
L'introduction d'un terme correctif supplémentaire, dont on peut expliquer l'origine, améliore la précision du dosage par chromatographie de gaz.

La chromatographie de gaz est maintenant universellement employée pour l'analyse qualitative et quantitative des mélanges organiques. Lorsque le détecteur est une cellule de conductivité thermique, la déviation du milli-

voltmètre est proportionnelle à la concentration du produit dans le gaz, et l'aire du pic est proportionnelle à la quantité de produit. Le coefficient de proportionnalité dépend de la nature du produit et il faut le déterminer préalablement par étalonnage, ou l'estimer à partir de la conductivité thermique (1).

Ayant à effectuer une série de dosages sur des mélanges de triméthyl-1.1.3 cyclohexane, métaxylène et pseudocumène, nous avons cherché à déterminer les coefficients k_1, k_2, k_3, tels que les aires corrigées $A_{ic} = k_i A_i$ soient proportionnelles au nombre de molécules des trois constituants.

Nous avons utilisé un appareil Griffin, M*k*II, muni d'un millivoltmètre Brown type 153 × 12. Les analyses étaient effectuées sur une colonne de 2 m, contenant du phtalate de nonyle déposé sur « Celite », à une température de 160°. Avec un débit d'azote de 2 l/h, le triméthylcyclohexane passe après 3 mn 15 s, le métaxylène après 5 mn, et le pseudocumène après 10 mn 30 s. Nous avons pris comme mesure de l'aire de pics, le produit de la hauteur mesurée sur le papier (unité : 2,8 mm) par la largeur à mi-hauteur mesurée en secondes.



Dans ces conditions, nous avons trouvé que le coefficient k à affecter à chaque aire n'est pas constant, mais varie sensiblement avec la valeur de cette aire. A titre d'exemple, dans une série de mélanges synthétiques où l'aire du pic du métaxylène reste constante, tandis que la proportion de pseudocumène varie dans le rapport de 1 à 10, le coefficient k_3 varie de 1,60 à 1,06.

Cette variation est bien représentée, en fonction de l'aire A_3, par la formule

$$\frac{A_{3c}}{A_3} = k_3\left(1 + \frac{a_3}{A_3}\right).$$

L'aire corrigée s'écrit alors

$$A_{3c} = k_3(A_3 + a_3) \qquad \text{(figure)}.$$

La détermination des coefficients k et a s'effectue à l'aide de mélanges ternaires où le titre du constituant 2 demeure constant. On suppose d'abord que, pour ce constituant, l'aire corrigée A_{2c} est égale à l'aire mesurée A_2. L'aire A_{3c} est calculée à partir de A_2 et des titres τ_2 et τ_3. On trace le graphique de la figure ci-dessus, la droite obtenue donne la valeur des coefficients k_3 et a_3. On détermine ensuite k_2 et a_2 à l'aide d'une autre série de mélanges ternaires où le titre τ_3 reste constant.

Nous avons trouvé, pour les trois constituants ci-dessus, les coefficients suivants :

$$k_1 = 1,18, \quad a_1 = 24;$$
$$k_2 = 0,96, \quad a_2 = 38;$$
$$k_3 = 1,01, \quad a_3 = 60.$$

Les coefficients a ont la dimension d'une aire. Avec nos unités, la somme des aires pour un chromatogramme est de l'ordre de 2 500, l'aire d'un pic peut descendre jusqu'à 100. Les analyses de vérification ont donné des titres exacts à moins de 0,5 % en valeur absolue.

On peut s'interroger sur la cause d'une telle correction dont la nécessité ne s'était pas fait sentir jusqu'ici [*voir* ([2]) et ([3])]. Il faut remarquer d'ailleurs que la plupart des essais de dosage ont été faits sur des mélanges où les hauteurs des pics sont voisines, les constituants passant en dernier étaient pris en plus grande quantité, alors que nous avions à doser quelques pour cent de pseudocumène (pic large et de faible hauteur).

A notre avis, ce terme correctif est dû au millivoltmètre, qui ne suit pas exactement les variations de la tension aux bornes (constante de temps ou frottement solide) de sorte que la hauteur du pic a besoin d'être légèrement augmentée. Les coefficients a croissent en effet avec la largeur des pics, mais nous n'avons pas pu trouver un correction de hauteur qui s'appliquerait uniformément à tous les pics. L'erreur du millivoltmètre dépend probablement de la vitesse de déplacement de l'aiguille, qui varie d'un pic à l'autre.

([1]) L. C. Browning et J. O. Watts, *Anal. Chem.*, 29, 1957, p. 24.
([2]) M. Dimbat, P. E. Porter et F. H. Stross, *Anal. Chem.*, 28, 1956, p. 290.
([3]) W. C. Percival, *Anal. Chem.*, 29, 1957, p. 20.

(*Laboratoire de Chimie de l'Ecole Normale Supérieure, 24, rue Lhomond, Paris, 5e*).

CHIMIE ORGANIQUE. — *Préparation et propriétés de la parabenzoquinone diimine sulfonée sur l'un de ses groupes imine et phénylée sur l'autre.* Note de MM. **Robert Lantz**, **Jean Gascon** et **Henri Delarue**, présentée par M. Marcel Delépine.

On utilise, depuis quelques années dans l'industrie de l'impression, l'oxydation du phénylamino-4 aminobenzène N[1]-sulfonate de sodium (I),

(sulfamate de la paramino-diphénylamine) pour obtenir un noir proche du noir d'aniline [1].

En vue d'étudier cette réaction, nous avons traité sa matière première, en solution aqueuse bicarbonatée, par la quantité équimoléculaire d'hypochlorite de sodium. La solution orangée obtenue, lorsqu'on la sature par du chlorure de sodium, donne un précipité cristallin d'un sel de sodium de même nuance, qu'on purifie et débarrasse partiellement du sel qu'il contient en le dissolvant dans l'alcool méthylique et en le précipitant par l'éther. En le dissolvant ensuite dans l'eau et en ajoutant un excès de chlorure de baryum, on obtient un précipité jaune orangé de sel de baryum peu soluble qu'on lave à l'eau et sèche à 20° dans le vide.

Son analyse donne les résultats suivants :

	C.	H.	N.	Ba.
Calculé % pour $(C_{12}H_9N_2SO_3)_2Ba$.....	43,7	2,75	8,5	20,8
Trouvé %...........................	43,25	2,85	8,55	20,55

La constitution des deux sels résulte des constatations suivantes :

1° En traitant le sel de baryum par une solution aqueuse de carbonate de sodium, en éliminant par filtration le carbonate de baryum formé et en versant le filtrat dans une solution aqueuse d'iodure de potassium contenant de l'acide chlorhydrique, on constate par titrage au moyen d'hyposulfite de sodium la libération de 1,97 atome d'iode par demi-molécule. Cette réaction constitue un procédé de dosage du produit.

2° Lorsqu'on fait bouillir la solution acide finale du titrage précédent, on obtient de l'amino-diphénylamine qu'on précipite à l'état de dérivé acétylé en ajoutant, après refroidissement, de l'anhydride acétique, puis du carbonate de sodium. La cristallisation dans l'eau de ce dérivé fournit un produit fondant à 158°, comme l'acétylamino-4 diphénylamine préparée spécialement et comme le mélange des deux corps.

En réduisant le sel de baryum quantitativement, en milieu aqueux, par le borohydrure de sodium, puis en portant à l'ébullition le liquide obtenu après l'avoir acidulé et en acétylant comme il vient d'être dit, on obtient par demi-molécule 0,957 mol de dérivé acétylé de P_f 157°.

Le sel de sodium purifié n'est pas désulfoné lorsqu'on le réduit par le zinc en solution aqueuse neutre légèrement salée. Il est transformé en phénylamino-4 aminobenzène-N^1-sulfonate de sodium par une réaction inverse de celle de sa préparation.

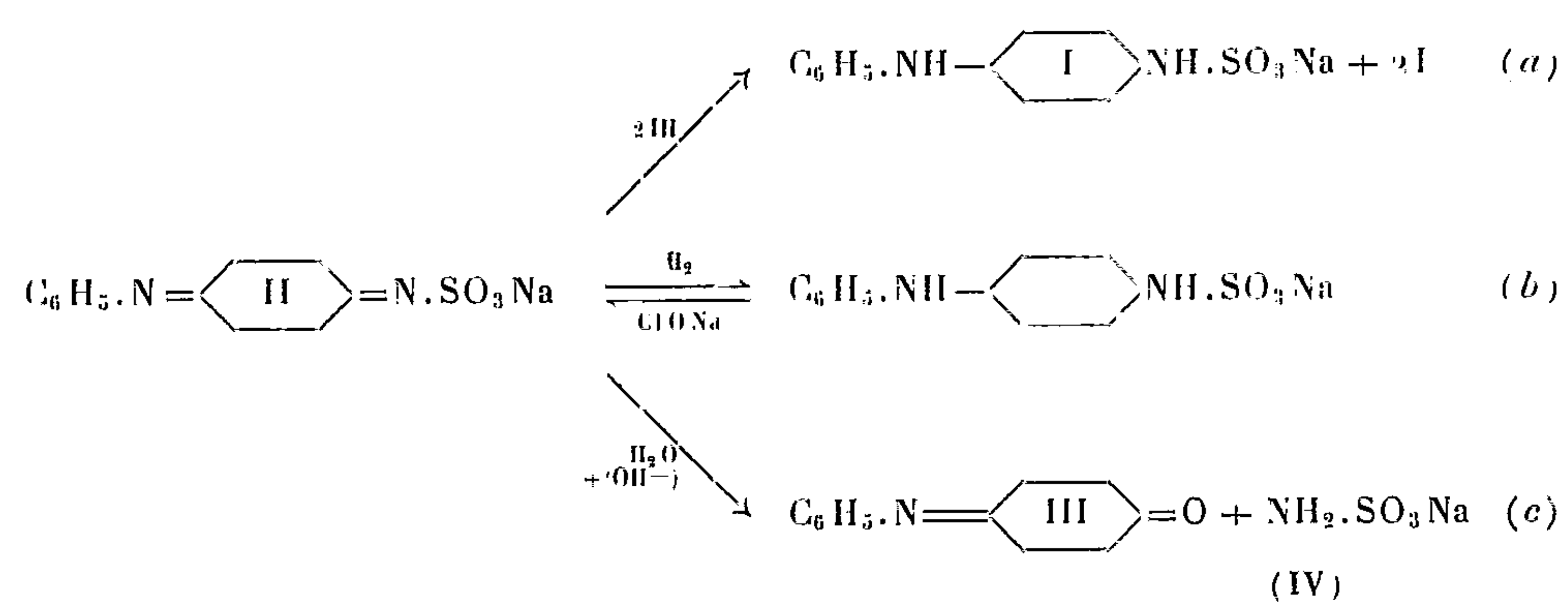
3° Le même sel traité par la soude caustique diluée donne la N-phénylbenzo-1.4 quinoneimine (III) (quinone anile) qu'on identifie, après recristallisation dans l'alcool, avec le corps préparé par Willstätter et Moore [2]. Les points de fusion, 101°,5, des deux produits et celui de leur mélange sont en effet identiques. Le poids du produit non recristallisé

qui fond à 99°,5 correspond à 92,6 % de la quantité théorique, calculée d'après un dosage iodométrique du sel initial.

Par addition de nitrite de sodium, les eaux-mères acidulées de la réaction précédente donnent naissance à 0,96 ion SO_4 par molécule de sel de sodium. On constate qualitativement qu'elles forment le même ion par ébullition.

L'acide aminosulfonique (IV) ainsi révélé peut d'ailleurs être isolé. Pour cela, on acidule les eaux-mères par l'acide acétique, puis on les chauffe à l'ébullition et après filtration d'un léger précipité, on les évapore dans le vide. On dissout ensuite le résidu dans un peu d'eau froide, on acidule légèrement la solution obtenue par l'acide chlorhydrique, on la filtre et on l'évapore à nouveau, à froid, dans le vide. Le nouveau résidu traité par de l'acide sulfurique à 70 %, laisse des cristaux de forme hexagonale d'acide aminosulfonique peu soluble dans ces conditions; on les purifie en les recristallisant par refroidissement de leur solution aqueuse préparée à 80°. Ils sont identiques à ceux obtenus avec le produit commercial recristallisé; en particulier, ils fondent à la même température que ceux-ci, environ 211°.

Les réactions précédentes qu'on peut représenter par les schémas (*a*), (*b*), (*c*) montrent que les produits étudiés sont des N[4]-phénylbenzo-1.4-quinonediimine N[1]-sulfonates. La formation du sulfonate de sodium de formule II peut être représentée par le schéma (*b*) lu de droite à gauche.



Ces corps présentent un certain intérêt par suite, d'une part, de leur grande réactivité dont nous donnerons ultérieurement d'autres exemples, et d'autre part, de la présence qui semble nouvelle d'un groupe iminoquinonique sulfoné dans leur molécule.

(1) Brevet français n° 820 395 de la Société des Matières Colorantes de Saint-Denis et R. Lantz, *Teintex*, 16, 1951, p. 139.

(2) Willstätter et Moore, *Ber. Chem. Ges.*, 40, 1907, p. 2674.

(74, *boulevard Richard-Lenoir*, *Paris*.)

GÉOLOGIE. — *Limons éoliens en Vendée littorale.*

Note de Mme **Mireille Ters**, présentée par M. Pierre Pruvost.

Souvent considérés comme des formations éluviales, les limons de surface qui tapissent tous les interfluves de la Vendée littorale sont en réalité des dépôts dont l'origine éolienne est prouvée par leur situation géographique, leur granulométrie, leur morphoscopie, et la répartition des minéraux lourds. Ils font partie du loess récent; les vents dominants venaient de l'Ouest et du Sud.

En Vendée littorale, on peut observer des limons de surface, épais de 0,5 à 1 m en moyenne, de couleur blanchâtre, jaune, beige ou grise. Ils recouvrent les plateaux et les lanières interfluves qui dominent, de 10 à 50 m, le fond des vallées actuelles et s'étendent aussi sur la partie supérieure des flancs de ces vallées, ainsi que sur les haute et moyenne terrasses quaternaires.

On a émis l'hypothèse que ces limons ne seraient qu'un produit d'altération sur place des micaschistes ou des gneiss; mais entre la roche en place et le limon, un examen attentif permet toujours de reconnaître une surface de discontinuité, qui plaide plutôt en faveur de deux formations distinctes. Le limon a une composition minéralogique relativement homogène, alors que les substratums sont variés : schistes, micaschistes, gneiss, granite, microgranite, calcaires, dépôts de terrasses. Dans les limons qui recouvrent le massif granitique d'Avrillé, la partie argileuse est constituée de kaolinite et d'illite, alors que l'argile de décomposition tirée des arènes de ce massif donne à l'analyse thermique une courbe de kaolinite presque pure. Les minéraux lourds contenus dans les limons ne sont que très rarement ceux de la roche sous-jacente : on trouve, par exemple, de la brookite, de la sillimanite, du glaucophane et de l'augite (entre autres) sur le calcaire jurassique ou sur les micaschistes à séricite. Il s'agit donc bien d'un dépôt distinct, dont il est possible de connaître approximativement l'âge en quelques points; sur la côte Sud-Est des Sables-d'Olonne, il repose sur une nappe de solifluxion datée par des silex moustériens ([1]), ([2]) : là tout au moins, il appartient au Quaternaire récent.

Une origine marine ou fluviatile est incompatible avec la vaste répartition de cette nappe d'épaisseur à peu près uniforme, qui moule le relief de toutes les buttes et qui se trouve à n'importe quelle altitude (de 0 à 80 m). Seule une *origine éolienne* peut être envisagée. Elle est confirmée par la granulométrie des limons, typiquement éolienne ([3]), ([4]). Dans les échantillons étudiés, la médiane est comprise entre 11 et 50 μ (à l'exception d'un limon très sableux) et sa valeur moyenne est de 25 μ. 70 à 80 % du sédiment sont compris entre 1 et 100 μ, sauf pour les limons très sableux de la façade Sud-Ouest; selon leur pourcentage en éléments de taille

supérieure à 50 μ, certains correspondent au lœss, d'autres au lœss sableux. Les grains de sable de 0,3 à 2 mm sont presque tous ronds-mats (80 à 100 %) et il est très fréquent de trouver, à la base, des galets éolisés à facettes. On constate aussi une répartition assez homogène des minéraux lourds dans tous les limons, ce qui s'explique dans l'hypothèse d'un brassage éolien. Cet important transport n'a pu se faire que dans des conditions climatiques particulières; puisque le limon recouvre des nappes de solifluxion wurmiennes, il est logique de supposer qu'il s'est déposé durant une période de climat sec et froid, au cours de laquelle l'emportèrent les phénomènes éoliens : il ferait donc partie du *lœss récent*.

Malgré la mise en place éolienne de ces limons, les éléments qui les constituent peuvent avoir une origine vendéenne et assez locale. La fraction fine comprend un peu de kaolinite et d'illite, mais surtout une très fine poudre de quartz, dont la granulométrie correspond à celle de nombreux micaschites; la partie grossière renferme du quartz, un peu de feldspath et de mica, tous éléments existant dans les roches éruptives et cristallophylliennes de la région. En ce qui concerne les minéraux lourds, les massifs granitiques ont pu fournir les oxydes de titane (anatase, brookite, rutile), le zircon, la tourmaline; certains minéraux de métamorphisme peuvent provenir des auréoles endomorphiques et exomorphiques de ces massifs (andalousite, sillimanite, staurotide, disthène, tourmaline) [4]; les silicates de la zone méso (staurotide, disthène, grenat) se trouvent dans les ectinites hercyniennes des environs des Sables-d'Olonne. Mais il doit être fort rare que ces minéraux proviennent directement des roches-mères; une étude comparative des minéraux lourds des sables cénomaniens, éocènes, des nappes quaternaires et des limons de la région montre que la répartition des espèces est à peu près la même partout : celles qui dominent dans le Cénomanien sont aussi les plus fréquentes dans les limons. Comme les grains sont souvent très usés, on peut penser qu'avant de parvenir dans les limons, ils ont subi bien des remaniements, tant fluviatiles que marins.

Si presque tous peuvent avoir une origine locale, il n'en est pas de même pour cinq d'entre eux (augite, augite ægyrinique, fibrolite, enstatite et hypersthène) qu'on trouve, *toujours très roulés*, sur la façade Sud-Ouest. A. Vatan signale leur présence sur les plages actuelles de Vendée [6] et leur assigne, avec beaucoup de vraisemblance, une origine lointaine : issus du Massif central, ils auraient été amenés par la Loire et auraient ensuite cheminé le long de la côte, entre Loire et Gironde. Ils ont pu être refoulés sur le continent par des vents soufflant du Plateau continental, dont la lisière était émergée durant la dernière période froide. La direction des vents dominants est suggérée par les faits suivants : les limons les plus sableux et aussi les plus épais sont plaqués en bordure de la côte actuelle, contre le talus d'Olonne à Grosbreuil, orienté vers le Sud-Ouest; c'est

dans ces limons grossiers qu'on trouve surtout l'association des minéraux d'origine ligérienne. S'ils viennent bien du Plateau continental exondé, ils n'ont pu être amenés que par des vents du Sud ou de l'Ouest. D'autre part, le glaucophane est particulièrement abondant à l'Est de Challans (où j'en ai découvert un nouveau gisement en 1956); comme on en trouve jusque dans le limon recouvrant le massif granitique de Legé, à 20 km à l'Est, il n'a pu y arriver que par des vents venant de l'Ouest (selon une direction inverse de celle du réseau hydrographique).

Ainsi, par tous leurs caractères, ces limons sont bien une formation éolienne, déposée probablement vers la fin de la dernière période périglaciaire, sous l'action de vents dominants venant de l'Ouest et du Sud.

(1) E. Bocquier, *Observations sur quelques témoins d'anciens rivages dans le Talmondais (Vendée)*, La Roche-sur-Yon, 1935.

(2) M. Ters, *Bull. Assoc. Géographes français*, nos 232-233, 1953.

(3) H. Malterre, *Contribution à l'étude des limons quaternaires du bassin de Paris*, Amiens, 1946.

(4) A. Cailleux, *Bull. Serv. Carte géol. France*, 51, n° 240, 1953.

(5) L. Berthois, *Mém. Soc. géol. et minér. Bretagne*, 2, 1935.

(6) J. Debyser, A. Vatan et F. Boyer, *Geologische Rundschau*, Bd 43, Heft 2, 1955, p. 406-425.

(72, rue Henri-Regnault, Saint-Cloud, Seine-et-Oise.)

CYTOPHYSIOLOGIE VÉGÉTALE. — *Effets d'injections de lipides exogènes dans le canal médullaire de Ricin* (Ricinus sanguineus). Note de M. **Michel Bernfeld**, présentée par M. Roger Heim.

Des lipides d'origine humaine, injectés dans le canal médullaire creux de la tige de Ricin déterminent à la surface du végétal la production de verrucosités dues à une hyperplasie intense du parenchyme cortical. Les lipides subissent une double translocation latérale et axiale. Ils s'infiltrent entre les membranes, pénètrent dans les cellules, se mêlant au contenu cellulaire et se fixant même à l'intérieur des noyaux.

Parallèlement aux recherches entreprises sur l'action des graisses exogènes appliquées pures ou en pâtes lanolinées à la surface de tiges préalablement blessées de Ricin (1), nous avons introduit dans le canal médullaire creux de cette plante des graisses pures ou diluées, au moyen d'injections pratiquées dans la partie supérieure des entre-nœuds.

Afin d'éviter des lésions du parenchyme médullaire périphérique au canal, une ouverture de décompression a été faite au-dessus de chaque point d'injection.

Les graisses utilisées ont été essentiellement des lipides extraits de tissus humains (cancers du sein et graisses voisines du foyer tumoral, tissus de sein et de pannicule abdominal provenant d'opérations de chirurgie esthé-

tique). Elles ont été employées pures en quantités suffisantes pour remplir le canal médullaire, ou diluées dans la lanoline.

Au bout de huit à dix jours apparaissent à la surface des entre-nœuds injectés de minuscules nodosités verdâtres dont le nombre s'accroît rapidement en même temps que la taille. Ces excroissances prennent bientôt l'aspect de petites verrucosités blanches dont l'aspect évoque des lenticelles; les entre-nœuds sont boursouflés et présentent des zones blanchâtres correspondant à des soulèvements épidermiques sous la poussée des tissus sous-jacents. Les verrucosités augmentent de volume, confluent plus ou moins pour atteindre vers le 50ᵉ jour des dimensions assez importantes jusqu'à 0,5 cm de long dans le sens axial de la tige, sur 0,1 cm de large. Elles finissent par former à la surface du végétal un véritable réseau alvéolaire (*fig.* 1).

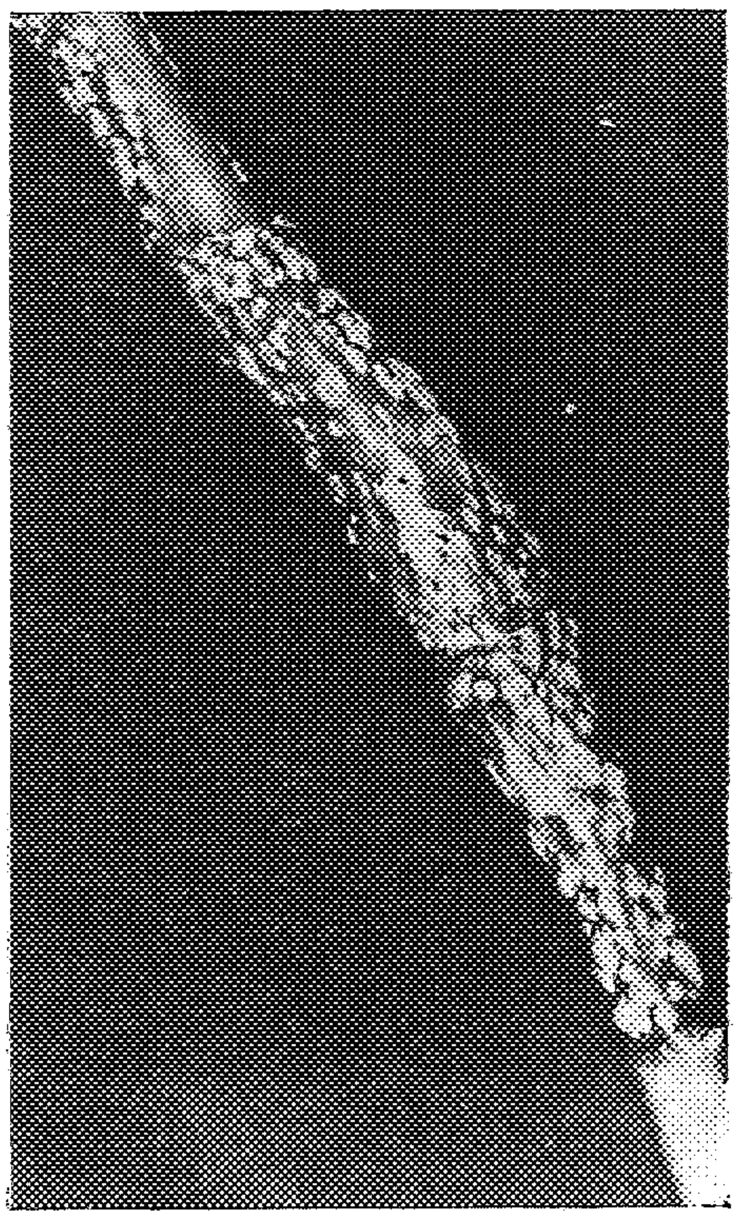


Fig. 1.



Fig. 2.

Fig. 1. — Entre-nœuds injectés par un extrait lipidique de cancer du sein au 70ᵉ jour.
Fig. 2. — Sommet de la tige 90 jours après injection de graisse abdominale dans l'entre-nœud inférieur à celui présenté sur la figure.

Les nœuds voisins se couvrent également de verrucosités. Il en est de même souvent des entre-nœuds supérieurs lorsque les injections ont été pratiquées à des étages élevés du végétal (*fig.* 2). L'envahissement des

sommités caulinaires paraît lié à la rapidité de croissance de la plante : si la croissance est rapide, seuls un ou deux entre-nœuds supérieurs présentent des verrucosités; si la croissance est lente, l'entre-nœud terminal est rapidement couvert par celles-ci. Lorsque ce dernier est ainsi porteur de nombreuses verrucosités, la croissance de la tige est inhibée car le méristème est alors lui-même envahi par les lipides : la plante végète jusqu'à ce qu'intervienne la nécrose du bourgeon terminal, des tissus sous-jacents et du végétal tout entier au bout de six à sept mois.

Les verrucosités laissent sourdre de minuscules gouttelettes de graisse qu'on peut mettre en évidence en appliquant un papier contre la tige; ce papier présente des taches translucides caractéristiques de la présence de corps gras; une extraction par l'éther de pétrole de papiers « Kleenex » ainsi utilisés permet de récupérer de faibles quantités de graisses, dont nous ne pouvons quant à présent préciser l'identité ou les différences avec les graisses initialement injectées.

L'anatomie normale du Ricin (*Ricinus sanguineus*) comporte un parenchyme dans la partie externe duquel sont noyés des piliers collenchymateux sous-épidermiques.

Sur un Ricin porteur de verrucosités, le parenchyme cortical a subi une importante hyperplasie. La multiplication des cellules provoque la rupture de l'épiderme entre les piliers collenchymateux avec saillie du parenchyme dont les cellules externes se subérisent.

Certaines verrucosités, de dimensions plus faibles, sont produites uniquement à partir de recloisonnements de l'assise sous-épidermique sans participation des assises plus profondes. L'hyperplasie détermine également, dans ce cas, la rupture de l'épiderme.

On observe au niveau de toutes les hyperplasies parenchymateuses de nombreuses mitoses généralement normales, des noyaux polyploïdes avec augmentation du nombre des nucléoles.

L'étude de la répartition des lipides établit l'existence à partir du canal médullaire d'injection d'une translocation dans le sens horizontal vers les tissus externes et d'une translocation dans le sens axial par les vaisseaux, les cellules ligneuses et les assises parenchymateuses voisines des formations vasculaires, avec un courant ascensionnel nettement plus important que le courant descendant.

Au niveau de la moelle, qui ne présente pas de recloisonnements notables bien qu'étant en contact direct (mais sans lésion) avec les lipides exogènes, ceux-ci se répartissent principalement dans les espaces intercellulaires, s'infiltrant entre les membranes; on note une faible pénétration dans les cellules et de rares noyaux soudanophiles. On trouve des lipides dans les parois des cellules ligneuses et à l'intérieur de celles-ci sous forme de gouttes volumineuses. La répartition au niveau des vaisseaux est très

irrégulière : certains sont remplis de lipides, d'autres n'en ont qu'au niveau de leurs ornementations, ou bien encore à leur surface.

Le parenchyme cortical est littéralement bourré de graisses extra et intracellulaires avec pénétration à l'intérieur même des noyaux où l'on observe des formations soudanophiles au niveau des chromocentres, ou bien une coloration globale d'aspect granuleux. Les nucléoles dont la partie centrale parfaitement claire ne se colore pas par le Noir Soudan, présentent une auréole en totalité ou en partie occupée par les lipides.

Le collenchyme renferme très peu de lipides, mais on en trouve cependant dans les noyaux de certaines cellules. La concentration en lipides est à nouveau plus élevée dans les cellules de l'assise sous-épidermique et dans les cellules épidermiques elles-mêmes.

(1) *C. R. Soc. Biol.*, 145, mai 1951, p. 635.

PHYSIQUE VÉGÉTALE. — *Exaltation de l'activité catalasique dans les tissus d'*Euphorbia Cyparissias *parasitée par* Uromyces Pisi. Note de M. **Gilbert Turian**, présentée par M. Roger Heim.

La destruction catalasique du peroxyde d'hydrogène, mesurée avec le respiromètre de Warburg, est nettement plus active en présence d'extraits de feuilles d'*Euphorbia Cyparissias* L. parasitées par *Uromyces Pisi* (Pers.) de By qu'en présence d'extraits des mêmes feuilles saines.

Nous avons récemment démontré l'existence d'une corrélation entre l'exagération de l'activité phosphatasique et l'hyperauxinie dans les tissus d'*Euphorbia Cyparissias* L. et *verrucosa* L. parasitées par *Uromyces Pisi* (Pers.) de By et *scutellatus* (Schr.) Lév. (1).

Lors de ces recherches de pathologie enzymatique, nous avions été incidemment frappé par le fait que les extraits de plantes malades déterminaient une destruction particulièrement rapide de H_2O_2, molécule indispensable au fonctionnement normal de l'auxine-oxydase (2). L'étude quantitative et comparative de ce phénomène de destruction catalasique du peroxyde d'hydrogène s'imposait donc.

Nous prélevons 1 g de feuilles malades (M) d'*Euphorbia Cyparissias* et 0,8 g de feuilles saines (S) (équivalence des poids secs) que nous broyons séparément dans une solution tampon phosphates de pH 6,4, dans un mortier refroidi et en présence de sable de quartz. Chaque suspension est complétée à 25 ml avec le tampon. Après centrifugation (4 000 t/mn), nous recueillons le liquide surnageant.

Les mesures de l'oxygène dégagé par action catalasique sont réalisées avec le respiromètre de Warburg. Pour cela, nous pipettons 1,3 ml d'extrait S ou M dans l'espace annulaire des auges, 0,2 ml de KOH 10%

dans le godet central et 0,2 ml de H_2O_2 1 % dans la branche latérale des auges. Avant l'insertion des manomètres sur l'appareil, H_2O_2 est rapidement mise au contact des extraits par un brusque mouvement de bascule imprimé aux auges. Les 2 mn qui suivent cette opération (temps de latence) permettent de fixer les manomètres à l'appareil et d'ajuster le niveau du liquide de Brodie au point fixe (150). Au temps 0, les

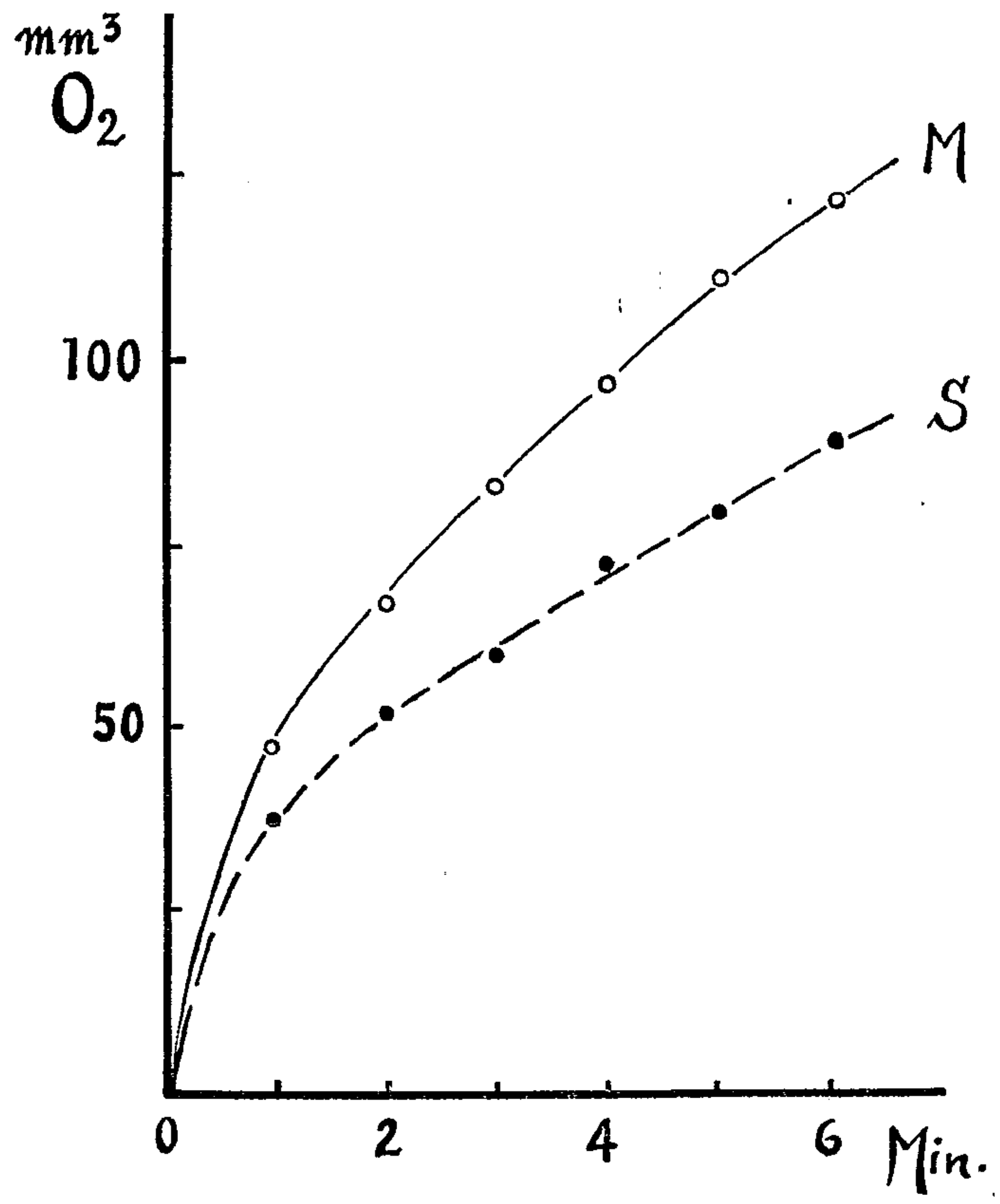


Fig. 1. — Activité catalasique des extraits de feuilles *d'Euphorbia Cyparissias* saines (S) et parasitées par *Uromyces Pisi* (M).

robinets des manomètres sont rapidement fermés. Pour permettre une lecture rapide aux intervalles de temps prévus et obtenir un dégagement plus progressif de l'oxygène, nous avons sciemment omis l'agitation mécanique des manomètres et de leurs auges. Naturellement, toutes les lectures sont faites à volume constant.

Nos expériences préliminaires, réalisées avec H_2O_2 à 5 et 10 %, nous avaient déjà permis de constater la plus grande activité catalasique des extraits M, mais le caractère presque explosif des réactions rendait les lectures difficiles aux intervalles de temps prévu. Voici, par contre, les résultats d'une de nos séries de mesures effectuées en présence de H_2O_2 à 1 % (*fig.* 1).

Deux commentaires accompagneront nos résultats résumés dans la figure 1 :

1° Les tissus qui détruisent le plus activement H_2O_2, à savoir les tissus parasités, sont aussi ceux dont la respiration est la plus active (3). Nous avons d'ailleurs pu vérifier indirectement ce dernier point à l'aide de la méthode des tubes de Thunberg : en anaérobiose partielle, une nuit à 37° C, les extraits M ont réduit plus efficacement la thionine que les extraits S.

2° L'exaltation de l'activité catalasique dans les tissus parasités peut être mise en opposition avec la présence nécessaire, signalée plus haut, du peroxyde d'hydrogène et des peroxydes en général pour le fonctionnement de la phase peroxydasique d'action de l'auxine-oxydase. L'antagonisme inévitable entre ces deux activités ne pourrait-il pas alors contribuer à éclairer le problème de l'hyperauxinie (4) dans les tissus pathologiques ?

(1) G. TURIAN, *Phytopathol. Z.*, 28, 1957, p. 275.

(2) P. L. GOLDACRE, *Austral. J. Sc. Res.*, séries B, 4, 1951, p. 293; A. W. GALSTON, J. BONNER et R. S. BAKER, *Arch. Biochem. and Biophys.*, 42, 1953, p. 456.

(3) H. J. MARESQUELLE, *Comptes rendus*, 187, 1928, p. 247; *Ann. Sc. nat. Bot.*, 10e série, 12, 1930, p. 1.

(4) G. K. K. LINK et V. EGGERS, *Botan. Gaz.*, 103, 1941, p. 87; Z. KULESCHA et R. J. GAUTHERET, *Comptes rendus*, 227, 1948, p. 292; S. B. LOCKE, A. J. RIKER et B. M. DUGGAR, *J. Agric. Res.*, 57, 1938, p. 21; J. H. M. HENDERSON et J. BONNER, *Amer. J. Bot.*, 39, 1952, p. 444; P. E. PILET, *Bull. Soc. Bot. suisse*, 62, 1952, p. 269; *Experientia*, 9, 1953, p. 300.

ENDOCRINOLOGIE. — *Action de la thyroxine sur les capsules surrénales de la Souris.* Note de Mme **JEANNE RAYNAUD**, présentée par M. Antoine Lacassagne.

La stimulation qu'exerce la sécrétion thyroïdienne sur les glandes surrénales est bien connue : de nombreux auteurs l'ont étudiée chez le Cobaye, le Rat, le Hamster et ont décrit certaines modifications histologiques, en particulier une hypertrophie corticale; nous ne pouvons citer, ici, que quelques-unes de ces publications (1), (2), (3); de plus, D. P. Wallach et E. P. Reineke (4) chez le Rat blanc, ont trouvé que cette hypertrophie s'accompagnait d'une sécrétion augmentée d'acide ascorbique.

Nous apportons ici les résultats de l'étude des effets de la thyroxine sur les glandes surrénales de la Souris.

Des souris mâles castrées, des souris femelles, normales et castrées, ont reçu de la thyroxine par injections sous-cutanées, à la dose de 5 à 40 μg par jour pendant une période de 7 à 26 jours; à l'autopsie, les surrénales, l'appareil génital et les glandes sous-maxillaires ont été prélevées.

Chez tous les animaux traités, le poids des surrénales est supérieur à

celui des surrénales des animaux témoins; cette augmentation est très variable : elle peut être du double, ou plus, ou ne pas excéder 1/5e à 1/6e du poids des glandes des témoins; à titre d'exemple, pour des souris mâles castrées témoins, pesant de 19 à 24 g, le poids moyen des deux surrénales est de 4 mg; chez les mâles castrés de même poids traités par la thyroxine, le poids moyen des surrénales atteint 6,5 à 9,7 mg; chez la femelle normale de 30 g, le poids moyen des surrénales est de 5,5 mg; il est de 7 à 11,5 chez la femelle traitée; chez les femelles castrées témoins de 19 à 25 g, le poids moyen des surrénales varie de 4,1 à 7,7 mg; chez les femelles castrées traitées par la thyroxine, il est de 6 à 14 mg.

L'examen histologique des capsules surrénales montre, chez tous les animaux traités, des modifications de structure.

Chez les témoins, avec les techniques histologiques ordinaires, la surrénale présente une coloration à peu près uniforme de la fasciculée, à l'exception de la zone X, qui existe chez la plupart des animaux castrés, et qui forme un anneau plus foncé dans la partie interne du cortex. Après fixation au formol et coloration au soudan III, on voit (photographie A) que les graisses sont réparties dans la zone externe du cortex.

Chez les souris traitées par la thyroxine, la surrénale se présente ainsi : le cortex est fortement hypertrophié et après coloration à l'hémalun-éosine, la partie interne de la fasciculée présente une large zone claire; de plus, la zone X a subi une forte réduction et est représentée seulement par sa partie la plus interne, située au contact de la médullaire. Après fixation au formol et coloration au Soudan, on voit que les lipides sont maintenant répartis dans deux zones bien distinctes : une zone externe (correspondant à celle des témoins) et une seconde zone située dans la partie interne de la fasciculée, correspondant à la large zone claire observée après coloration par les techniques usuelles; il en résulte la formation de trois zones concentriques dans le cortex, très caractéristiques des surrénales des animaux traités (photographies B et C); sur la photographie C on voit, à un fort grossissement, ces trois zones : les zones externe et interne du cortex (1 et 3) riches en lipides, encadrant la zone médiane claire (2).

Nous avons également examiné quelques-unes de ces surrénales au microscope à fluorescence; chez les témoins, seule la zone externe du cortex est fluorescente; chez les traités, les deux zones soudanophiles présentent une forte fluorescence jaune clair (photographie D). En outre, l'examen au microscope polarisant n'a montré que de très rares corpuscules biréfringents dans le cortex, aussi bien chez les témoins que chez les traités.

Nous avons recherché quelles modifications fonctionnelles pouvaient correspondre à ces modifications de structure de la surrénale. L'étude de l'appareil génital et des glandes sous-maxillaires des souris traitées par la thyroxine, nous a apporté les indications suivantes : chez le mâle castré,

les vésicules séminales ne sont pas stimulées; seule la prostate présente des indices de sécrétion (mais il y en a aussi chez les témoins). Chez les femelles, le repli balano-préputial du clitoris présente une très faible

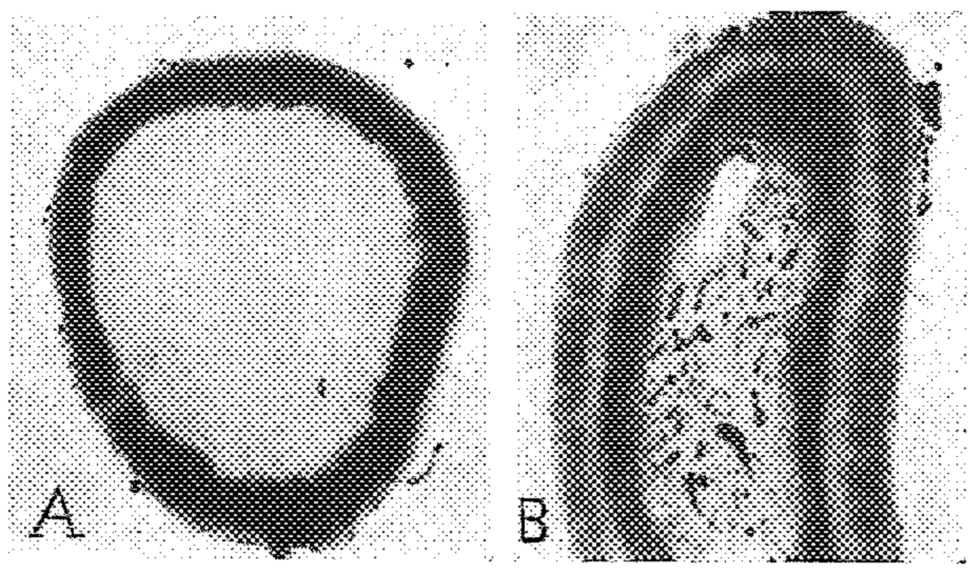


Fig. 1.

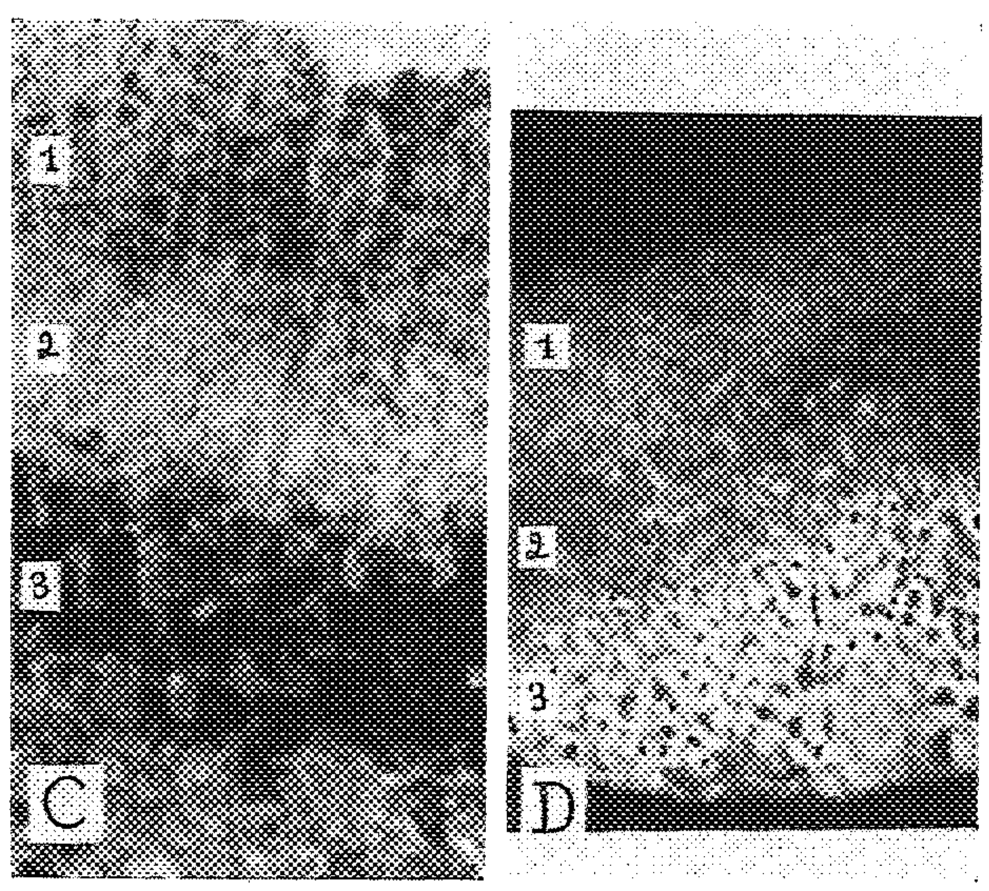


Fig. 2.

Photographies A, B, C : Sections histologiques de surrénales de souris fixées au formol, colorées au Soudan III : A, femelle castrée témoin; B et C, femelle castrée, traitée par la thyroxine; D, coupe de surrénale de souris femelle castrée, traitée par la thyroxine, examinée au microscope à fluorescence.

stimulation, mais ses deux lames épithéliales restent soudées; il semble donc que la thyroxine ne provoque pas ou ne provoque qu'une très faible sécrétion d'androgène par la surrénale.

Par contre, les sous-maxillaires des animaux traités sont très différentes de celles des animaux témoins : leurs tubes sécréteurs sont hypertrophiés et les cellules de leur paroi sécrètent abondamment; le diamètre des tubes atteint 50 μ, alors que celui des tubes des témoins ne dépasse pas 39 μ. Ce développement ne représente pas un effet androgène puisque les vésicules séminales et le repli balano-préputial du clitoris restent atrophiques.

Nous montrons ailleurs ([5]) qu'il est possible d'obtenir un aussi fort développement des tubes sécréteurs de la sous-maxillaire, chez la Souris castrée-surrénalectomisée, par l'action conjugée de la thyroxine et de la cortisone; il résulte de ces observations que le développement des sous-maxillaires, provoqué par la thyroxine chez l'animal simplement castré, doit relever de l'action conjuguée de la thyroxine injectée et de la cortisone endogène.

Nos expériences indiquent donc que l'administration de thyroxine à l'animal, entraîne une sécrétion importante de cortisone par les capsules surrénales. Cette corrélation endocrinienne pourrait, nous semble-t-il, être utilisée en thérapeutique médicale.

([1]) R. G. Hoskins, *J. Amer. Med. Ass.*, 55, 1910, p. 1724.
([2]) H. Wendler Deane et D. Marine, *Endocrin.*, 141, 1947, p. 243.
([3]) E. J. Baumann et Royo Greep, *Endocrin.*, 36, 1945, p. 400.
([4]) *Endocrin.*, 45, 1949, p. 75.
([5]) J. Raynaud, *C. R. Soc. Biol.*, 1957, séance du 22 juin.

(Institut Pasteur : Laboratoire de l'Institut du Radium et Laboratoire de Sannois, Seine-et-Oise.)

EMBRYOLOGIE. — *L'effet des rayons X sur la gastrula d'un Batracien urodèle :* Pleurodeles Waltlii. Note de M. Étienne Wolff et Mme Maryse Reyss-Brion, présentée par M. Robert Courrier.

Nous avons vérifié, chez le Pleurodèle, que les rayons X, appliqués à la gastrula, provoquent la formation d'embryons sans système nerveux. En limitant l'irradiation tantôt à la calotte animale, tantôt à l'hémisphère végétatif et à la zone marginale, nous démontrons que ce résultat n'est pas dû à une déficience de l'inducteur chordo-mésodermique, mais à la suppression de la compétence de l'ébauche ectodermique.

R. Rugh ([1]) a montré que les rayons X, appliqués à l'œuf d'un Batracien anoure : *Rana catesbiana*, produisent, dans certaines conditions, des embryons dont le système nerveux est réduit ou même absent ([2]).

1. Irradiations totales. — Nous avons tenté d'expliquer ce résultat par l'analyse expérimentale en nous adressant à l'œuf de *Pleurodeles Waltlii*, sur lequel nous avons d'abord reproduit et confirmé les observations de Rugh. Nous nous sommes servis d'un appareil à anticathode de tungstène de 4 mm² de foyer. L'œuf, partiellement dégangué, est placé dans un petit bac de « rhodoïd » à 11 cm de l'anticathode et irradié latéralement. L'appareil fonctionne sous 60 kV, 8 mA, sans filtre.

C'est au stade jeune gastrula et avec une dose de 400 r que nous avons obtenu, chez *Pleurodeles Waltlii* des larves sans système nerveux, telles que les obtenait Rugh en soumettant à un rayonnement de 720 r des

blastulas de *Rana catesbiana*. Chez ces embryons la gastrulation se poursuit à peu près normalement; à la fin de la neurulation, un allongement antéro-postérieur se manifeste parfois comme chez les témoins, mais il n'apparaît jamais de plaque neurale.

Nous avons soumis à l'investigation histologique 55 embryons sur les 165 de ce groupe; 20 ont été éliminés car leurs tissus étaient déjà nécrosés. Sur les 35 restants, 32 sont totalement dépourvus de système nerveux (91 %) et 3 possèdent quelques cellules d'aspect neuroïde mais non organisées (9 %). La chorde est absente dans 31 cas (89 %) et les somites dans 33 cas (94 %).

2. Irradiations partielles. — Ces résultats acquis, nous nous sommes demandé sur quelle ébauche agissent les rayons X ? On sait que la différenciation de la plaque neurale est due à une action inductrice du toit archentérique sur l'ectoderme indifférent. Laquelle des deux ébauches est lésée par l'irradiation ?

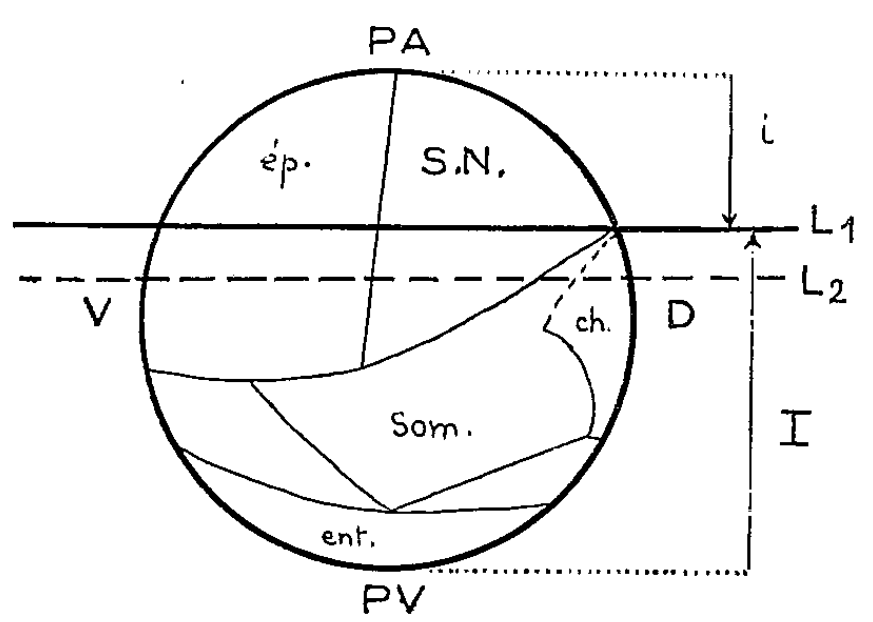


Schéma des irradiations locales de la gastrula du Pleurodèle. La ligne L_1 correspond à la limite supérieure ou inférieure de l'irradiation; la ligne L_2 indique la marge d'erreur possible par rapport à L_1. V, D, faces ventrale et dorsale.

i, irradiation de la calotte animale; I, irradiation de la région marginale et végétative; *ch.*, ébauche chordale; *ent.*, ébauche entodermique; *ép.*, ébauche épidermique; *som.*, ébauche des somites; *S. N.*, ébauche nerveuse.

Nous avons mis au point un dispositif d'écrans de plomb coulissant le long de la paroi latérale du bac de rhodoïd et permettant d'irradier séparément chacun de ces territoires.

La carte des ébauches présomptives du Pleurodèle étant très semblable à celle de l'Axolotl [J. Pasteels [3]], nous avons irradié dans un cas le 1/3 supérieur de l'œuf et dans l'autre les 2/3 inférieurs (cf. *figure*). Dans le premier cas, la plus grande partie de la calotte ectodermique est irradiée; dans le second, toute l'ébauche chordo-mésodermique est atteinte.

Les résultats obtenus sont les suivants :

Première série. — Nous avons irradié 107 calottes ectodermiques.

65 embryons ont été soumis à l'investigation histologique, 25 étaient nécrosés et, sur les 40 restants, 26 sont totalement dépourvus de système nerveux (65 %), 8 possèdent quelques cellules neuroïdes (20 %), 6 ont des formations nerveuses rudimentaires et uniquement spinocaudales (15 %). 31 ont une chorde (78 %) et 33 des somites nets (84 %).

Deuxième série. — Nous avons irradié 100 calottes végétatives et nous avons soumis à l'examen histologique 50 embryons. 4 sont nécrosés et les 46 restants présentent tous des formations nerveuses importantes, parfois un peu réduites dans la région caudale (100 %). 15 ont une chorde (33 %) et 10 des somites (22 %).

Les résultats qualitatifs sont très nets dans les deux séries expérimentales et renforcent encore l'interprétation des chiffres.

Dans la première série, on ne trouve jamais de formations cérébrales. Dans les quelques cas où des différenciations nerveuses apparaissent, elles concernent uniquement la région troncale ou même caudale. Ceci s'explique si l'on considère que l'irradiation de l'ébauche présomptive du système nerveux est en général incomplète (cf. *figure*). La partie qui échappe à l'irradiation est précisément celle qui peut donner les formations spinocaudales que nous avons observées.

3. Greffes et irradiations combinées. — Cependant, afin d'avoir des résultats plus purs, nous nous sommes adressés à la méthode des greffes et nous avons fait trois séries expérimentales suivant la méthode de Mangold, qui consiste à implanter une lèvre blastoporale dans le blastocoele d'une jeune gastrula.

Première série. — Nous avons fait 11 greffes témoins, vérifiant dans tous les cas sauf un, la présence d'un embryon secondaire.

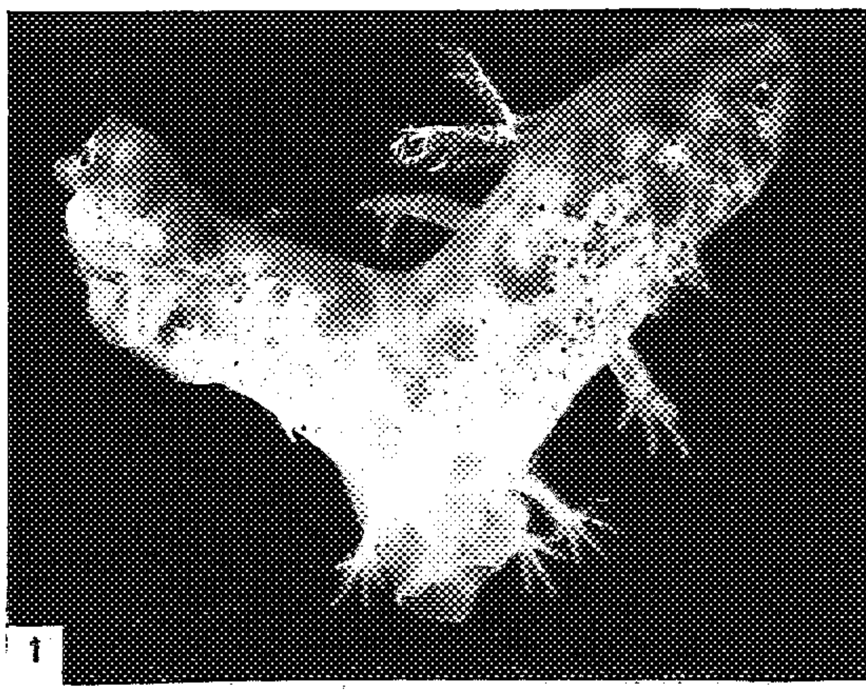
Deuxième série. — Nous avons réalisé une greffe de lèvre blastoporale irradiée dans une gastrula normale. 18 embryons ont été soumis à l'examen histologique, 13 présentent des formations nerveuses secondaires nettes, 4 cas nous ont semblé douteux et 1 négatif.

Troisième série. — Nous avons réalisé l'opération inverse qui consiste à implanter une lèvre blastoporale saine dans une gastrula irradiée *in toto*.

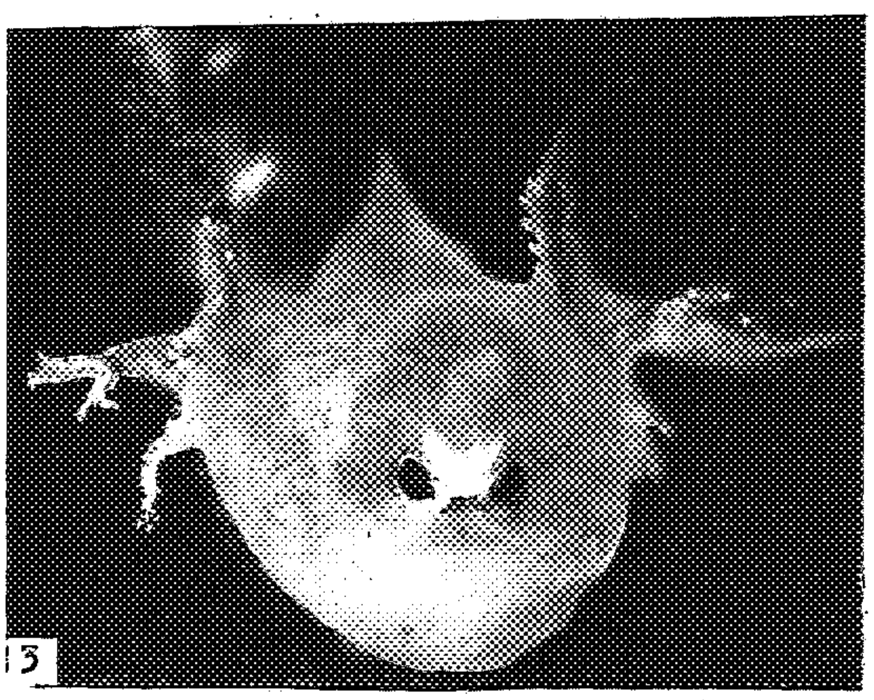
Sur les 10 embryons soumis à l'investigation histologique, 9 ne possèdent aucune formation nerveuse organisée et 1 possède un tube nerveux rudimentaire.

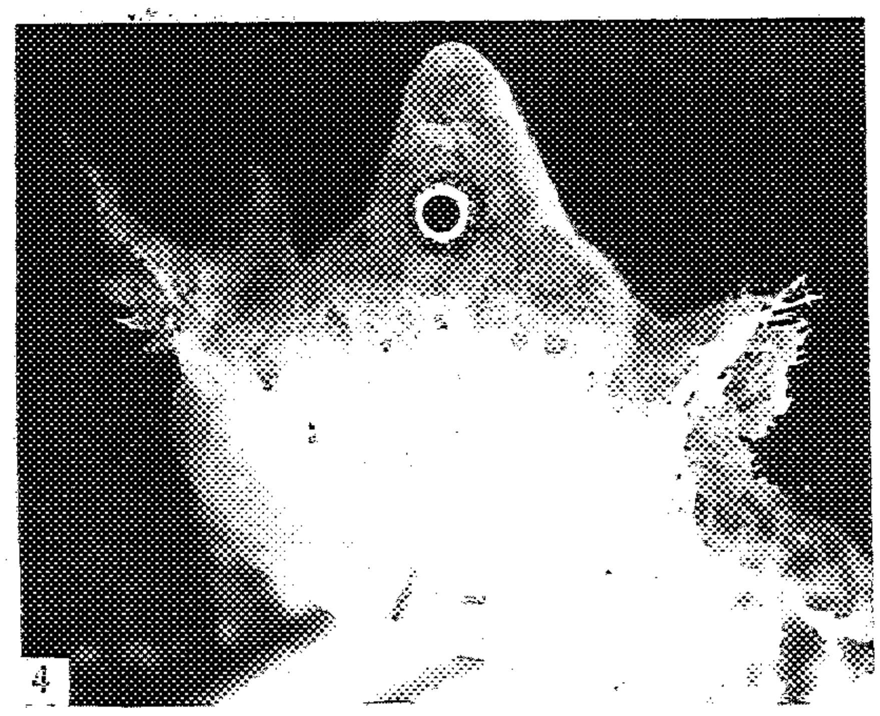
On peut donc conlure de l'ensemble de ces expériences que l'absence de système nerveux chez une larve irradiée provient de ce que les rayons X agissent au stade gastrula en supprimant la compétence de l'ectoderme, sans affaiblir sensiblement le pouvoir inducteur de la lèvre blastoporale dorsale.

MM. L. Gallien et J. Signoret.











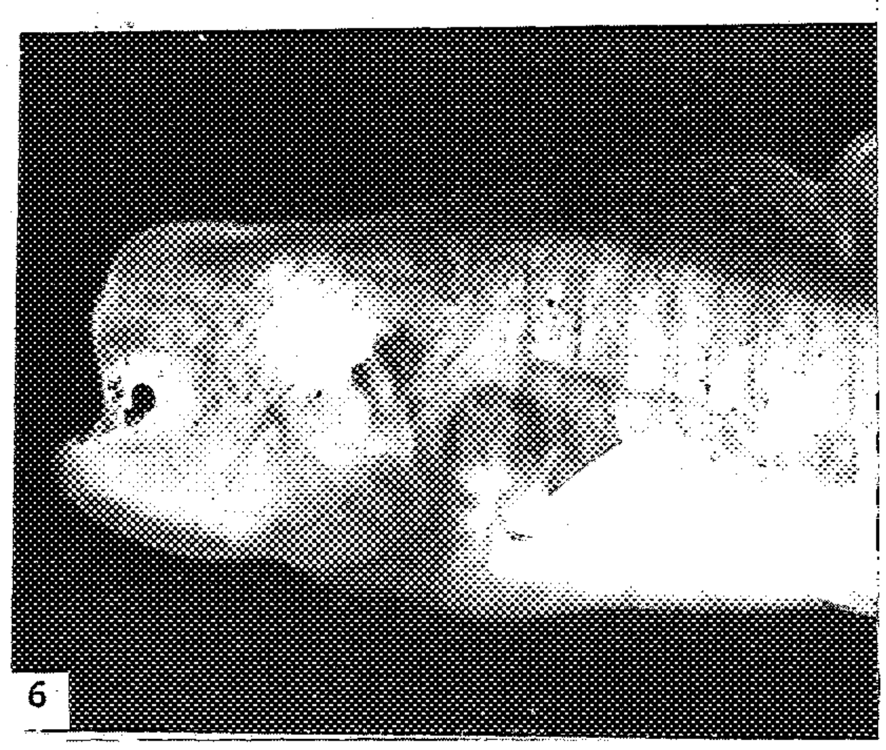


Fig. 1. — Couple de larves en parabiose. A droite l'autosite, à gauche l'individu hypomorphe synophtalme. Vue latérale (6 mois).

Fig. 2. — Larve monorhine à yeux rapprochés. Vue de face (8 mois).

Fig. 3. — Larve synophtalme. Vue de face. Noter la réduction des branchies antérieures (7 mois).

Fig. 4. — Larve cyclope. Vue fronto-ventrale, absence de bouche, branchies externes (8 mois).

Fig. 5. — Larve anophtalme Vue latérale (7 mois).

Fig. 6. — Larve synophtalme à prognathisme marqué. Vue latérale (6 mois).

(1) *J. Cell. and Comp. Physiol.*, 43, Suppl. 1, 1954, p. 39-76.

(2) Des résultats analogues ont été obtenus récemment chez l'embryon d'Oiseau à l'aide des ultrasons (H. Lutz, Ch. Bonhomme et Y. Lutz-Ostertag, *Comptes rendus*, 240, 1955, p. 1931) ou des rayons X (M. Reyss-Brion, *Arch. d'Anat. micr. et Morph. expér.*, 45, 1956, p. 342-353).

(3) *J. Exp. Zool.*, 89, 1942, p. 255-281.

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale du Collège de France et du C. N. R. S.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Développement, après traitement de la gastrula par le chlorure de lithium, de larves de Triton, mises en parabiose. Effets de l'hypomorphose initiale sur l'organogenèse céphalique et troncale.* Note de MM. **Louis Gallien** et **Jacques Signoret**, présentée par M. Robert Courrier.

Dans les conditions habituelles, l'observation des embryons de Triton, traités au cours de la gastrulation par le chlorure de lithium, ne peut être conduite au-delà des stades du bourgeon caudal, ou au mieux des quelques jours suivant l'éclosion. Le jeune ayant achevé d'utiliser ses réserves vitellines est en effet incapable de se nourrir. Les effets d'une telle intervention sur l'organogenèse céphalique et la notogenèse ne pouvaient être étudiés.

Dans le but de surmonter cette lacune, nous avons greffé en parabiose des germes soumis à l'action du ClLi. Nous avons réussi à mettre au point un mode d'union parabiontique inspiré de la technique de R. K. Burns (1), permettant d'élever, pendant toute la vie larvaire et au-delà de la métamorphose, des têtards subacéphales ou acéphales de *Pleurodeles waltlii*, obtenus après traitement de gastrulas par ClLi.

Les œufs de Pleurodèle, recueillis dès la ponte, sont élevés à + 18°. A 38 h, au début du stade gastrula [stades 8 et 9 de la table Gallien-Durocher (2)], les œufs sont dégangués et séjournent 2 h à 18°, dans un grand volume d'une solution de chlorure de lithium dans l'eau. Les concentrations ont été de 7 et 8 ‰. A 40 h, les germes après lavage à l'eau ordinaire, plusieurs fois renouvelée, sont replacés dans les conditions normales d'élevage. Vers la 100e heure chaque germe hypomorphe, parvenu alors au début du stade du bourgeon caudal, est greffé en parabiose avec un germe sain ou autosite à peu près du même âge. Celui-ci se développe normalement et assure les fonctions déficientes du germe hypomorphe parasite (*fig.* 1).

170 couples de parabiontes ont été ainsi obtenus et ont effectué leur développement larvaire. Certains ont maintenant atteint et dépassé la métamorphose. Les principales malformations obtenues se répartissent ainsi :

— 33 individus sont faiblement atteints, leur bouche est encore fonctionnelle;

— 29 sont microcéphales, présentent à des degrés divers un rapprochement des narines (*fig.* 2); à la limite la monorhinie est réalisée;

— 18 montrent une soudure des yeux (synophtalmie) (*fig.* 3);

— 31 sont cyclopes (*fig.* 4);

— 59 sont anophtalmes (*fig.* 5) et parmi eux il en est qui apparaissent comme des anencéphales subtotaux.

La régression du développement cervical entraîne, à partir d'un certain degré, l'agenèsie de l'hypophyse.

Si l'encéphale et le neurocrâne présentent les réductions les plus marquées, le squelette viscéral est également atteint, mais à un degré moindre. la bouche, quand elle existe, arrive à être très petite, non fonctionnelle. Elle est le plus souvent absente. Cependant il existe une certaine indépendance entre la régression du neurocrâne et celle du splanchnocrâne. Il en résulte des aspects de prognathisme très poussé (*fig.* 6).

Parmi les autres observations faites, il convient de retenir le retard de la métamorphose, la réduction ou la disparition des branchies externes, les connexions atypiques des troncs vasculaires de la tête, l'hypertrophie considérable du cœur, le raccourcissement du tronc et certaines anomalies des membres. L'étude de ces divers types d'anomalies est en cours.

(1) R. K. Burns, *J. Exp. Zool.*, 42, 1925, p. 31-89.

(2) L. Gallien et M. Durocher, *Bull. Biol. France* et *Belgique*, 91, 1957, p. 97-114.

(*Laboratoire d'Embryologie, Faculté des Sciences, Paris.*)

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Relations entre la structure de dérivés sulfoniques et leur action sur la détermination embryonnaire de l'œuf de l'Oursin* Paracentrotus lividus. Note (*) de M. **Roger Lallier**, présentée par M. Pierre-P. Grassé.

Les effets de plusieurs dérivés sulfoniques sur la détermination embryonnaire de l'œuf de l'Oursin *Paracentrotus lividus* sont étudiés. Une correspondance est établie entre leur activité animalisante et leur aptitude à inhiber la fécondation. Les différences d'activité sont liées aux différences d'affinité pour le matériel acidophile cellulaire.

Nous avons montré précédemment (1) que différentes substances sulfoniques acides constituent de puissants agents animalisants chez l'Oursin, leurs effets se traduisant par une extension des territoires ectodermiques aux dépens des territoires entomésodermiques. Dans cette Note, nous examinerons les relations entre la structure de quelques dérivés sulfoniques

à noyau benzénique et naphtalénique et leur action sur la détermination embryonnaire. Il s'agit des acides *p*-toluènesulfonique, sulfanilique, chromotropique, naphtol-2 disulfonique-3.6, naphtylamine-1 sulfonique-5, naphtylamine-2 sulfonique-8, et enfin naphtylamine-1 trisulfonique-4.6.8. Ces acides sont utilisés à l'état de sel neutre de sodium en solution dans l'eau de mer. Les œufs de l'Oursin *Paracentrotus lividus* sont transférés une demi-heure après la fécondation dans les solutions où ils sont cultivés de façon permanente.

L'acide naphtylamine-1 sulfonique-5 et l'acide naphtylamine-2 sulfonique-8 en solution à 1/100 se comportent tous deux comme des agents animalisants très actifs. L'extension de l'épaississement apical et de la touffe ciliée sus-jacente correspondent en effet aux types 3/4 et 1/2 de la classification de S. Hörstadius [2]. Dans les solutions à 1/500, les embryons présentent une symétrie radiaire. On note également une inhibition de l'éclosion d'autant plus marquée que la concentration est plus élevée.

Les effets de l'acide chromotropique et de l'acide naphtol-2 disulfonique-3.6 sur la détermination sont beaucoup plus restreints. En solution à 1/500 et à 1/1000, l'acide chromotropique oriente le développement vers les formes à symétrie radiaire. Avec une concentration de 1/100 le développement est arrêté au cours de la segmentation chez de nombreux embryons. Chez les autres, l'invagination de l'archentéron est fortement inhibée. Il n'y a pas d'extension de la plaque ectodermique apicale et de la touffe ciliée sus-jacente. Avec l'acide naphtol-2 disulfonique-3.6 en solution à 1/500, on observe, en proportions variables selon les pontes, des plutei de petite taille et des gastrulas à symétrie radiale caractérisée par l'orientation axiale de l'archentéron et la disposition annulaire des spicules multiples. Dans les solutions à 1/100, le développement est le plus souvent arrêté pendant la segmentation. Les embryons les plus évolués ne dépassent pas le stade de l'invagination du mésenchyme primaire.

Les trois autres substances étudiées, les acides *p*-toluènesulfonique, sulfanilique et naphtylamine-1 trisulfonique-4.6.8, sont dépourvus d'action sur la détermination embryonnaire.

Les substances étudiées ici possédant en commun des propriétés acides liées à la présence des groupes sulfoniques et présentant ainsi une affinité pour les éléments basiques cellulaires, celle-ci apparaît responsable de leurs effets sur la détermination embryonnaire. Cette affinité dépend en outre d'autres facteurs, notamment la présence d'autres groupes substituants qui interviennent par leur nature, leur nombre et leur position. La nature du noyau portant ces substituants intervient également. Les différences d'activité présentées par les différentes substances étudiées seraient liées à l'influence de leurs particularités structurales sur leur affinité pour les

éléments basiques cellulaires. Nous avons recherché la possibilité de classer ces substances selon leur affinité pour le matériel ovulaire, en prenant pour point de départ une observation de J. Runnström ([3]) faisant état d'une relation entre l'inhibition de la fécondation par certains agents, l'héparine notamment, et l'induction par ces mêmes agents d'un type de développement à symétrie radiaire. L'inhibition de la fécondation étant liée à la fixation de l'agent inhibiteur à la surface de l'œuf, cet effet apparaît susceptible d'être utilisé comme test pour l'étude de l'affinité de différentes substances pour le matériel ovulaire superficiel. Nous avons examiné à cet effet l'aptitude à la fécondation d'œufs vierges préalablement traités par les dérivés sulfoniques, les effets obtenus dépendent de la nature des dérivés sulfoniques et de leur concentration. Ils vont du simple retard du soulèvement de la membrane de fécondation, à l'inhibition complète de ce phénomène et de la segmentation. Les acides naphtylamine-1 sulfonique-5 et naphtylamine-2 sulfonique-8 inhibent la fécondation ou retardent le soulèvement de la membrane dans un domaine de concentrations allant de 1/1000 à 1/10 000. Ce domaine de concentrations s'étend de 1/500 à 1/1000 pour l'acide chromotropique et de 1/100 à 1/500 pour l'acide naphtol-2 disulfonique-3.6. La fécondation est normale dans les solutions à 1/100, avec les acides *p*-toluènesulfonique, sulfanilique et naphtylamine-1 trisulfonique-4.6.8. On remarque ainsi que l'activité animalisante de ces substances évolue parallèlement à leur activité inhibitrice de la fécondation. Cette relation ne se limite d'ailleurs pas aux substances animalisantes étudiées ici. Nous l'avons observée également avec le bleu Evans, colorant polysulfonique acide, dont les effets animalisants se manifestent déjà à la concentration de 1/20 000. Il s'agit donc d'une substance plus active que celles étudiées ici. Cette activité se reflète également dans l'inhibition de la fécondation qui est totale avec une concentration en bleu Evans de 1/50 000. Les mêmes relations sont observées avec des colorants acides porteurs de groupes carboxyles tels que l'uranine, le rose Bengale et le violet de chrome CG dont nous avons récemment mis en évidence les propriétés animalisantes ([4]).

Ce test d'inhibition de la fécondation apporte ainsi des indications intéressantes sur l'affinité de ces différentes substances pour le matériel ovulaire, et le parallélisme observé avec les effets sur la détermination embryonnaire laisse prévoir que les différences d'affinité de ces substances pour le matériel acidophile ovulaire sont à l'origine des différences d'activité observées sur la détermination embryonnaire.

(*) Séance du 17 juin 1957.

([1]) R. Lallier, *Exp. Cell Research*, 9, 1955, p. 232-240.
([2]) *Pubb. Staz. Zool. Napoli*, 14, 1935, p. 251-429.
([3]) *Zool. Anz.*, 156, 1956, p. 91-101.
([4]) R. Lallier, *Experientia* (sous presse).

EMBRYOLOGIE EXPÉRIMENTALE. — *Sur le rôle du mésoderme et de l'ectoderme du bourgeon de patte dans les échanges entre le Poulet et le Canard.* Note de M. **Armand Hampé**, présentée par M. Maurice Caullery.

Des recherches récentes ont apporté des précisions sur le rôle et les relations entre l'épiderme et le mésoderme des bourgeons de patte et d'aile du Poulet. Ces expériences démontrent, d'une part, l'importance capitale de l'épaississement ectodermique sur la croissance du membre, puisqu'en son absence les segments terminaux ne se forment pas [J. W. Saunders, 1949 (1)]. D'autre part, le type de membre, aile ou patte, dépend uniquement du mésoderme; celui-ci se développe toujours selon son origine, quelle que soit la nature de la calotte ectodermique, aile ou patte, dont on le recouvre [E. Zwilling, 1955 (2), E. Zwilling et L. A. Hansborough, 1956 (3), A. Hampé, 1957 (4)].

La question se posait de savoir si ces propriétés se retrouvaient dans les échanges entre deux genres différents.

Dans une série d'expériences préliminaires, on découpe l'extrémité distale d'un bourgeon de patte de Poulet et d'un bourgeon de patte de Canard, au stade 18 à 22 de Hamburger et Hamilton. On échange ces parties, c'est-à-dire que l'extrémité du membre du Poulet, comprenant le mésoderme terminal et sa couverture ectodermique, est placée sur le moignon du Canard et réciproquement l'extrémité du membre du Canard sur le moignon du Poulet.

Le moignon de Poulet, recouvert de la calotte de Canard, se développe, comme on peut s'y attendre, en une patte terminée par des doigts réunis par une palmure. Inversement, la patte qui dérive du complexe calotte Poulet sur base Canard, porte des doigts sans palmure.

Dans ces deux cas, la partie terminale greffée détermine le type de l'autopode, caractérisé par la présence ou l'absence d'une palmure. Mais quel est le responsable de la formation de la palmure, le mésoderme ou l'ectoderme ? Ces expériences ne permettent pas de le savoir.

C'est pourquoi, dans une deuxième série d'expériences, on plonge les extrémités excisées (*fig.* a_1 et b_1) dans une solution de trypsine diluée, qui produit le décollement de la calotte ectodermique par rapport à son substratum mésenchymateux. Les calottes ectodermiques sont reprises; celle du Poulet est placée sur le moignon mésodermique du Canard (*fig.* a_2), celle du Canard sur le moignon de patte du Poulet (*fig.* b_2). On sait que cette calotte détermine le mésoderme de la base à se différencier en une extrémité de patte (4).

Résultats. — Après l'opération, la croissance du bourgeon de patte reprend; les embryons sont fixés et étudiés au 10e jour d'incubation.

Dans deux cas sur sept, où la calotte est bien restée en place sur l'embryon, *le moignon de Canard, recouvert d'ectoderme marginal de Poulet, se développe en une patte qui se termine par plusieurs doigts réunis par une palmure parfaitement reconnaissable* (*fig.* 4). Les pattes opérées sont légèrement plus courtes que les pattes gauches non opérées.

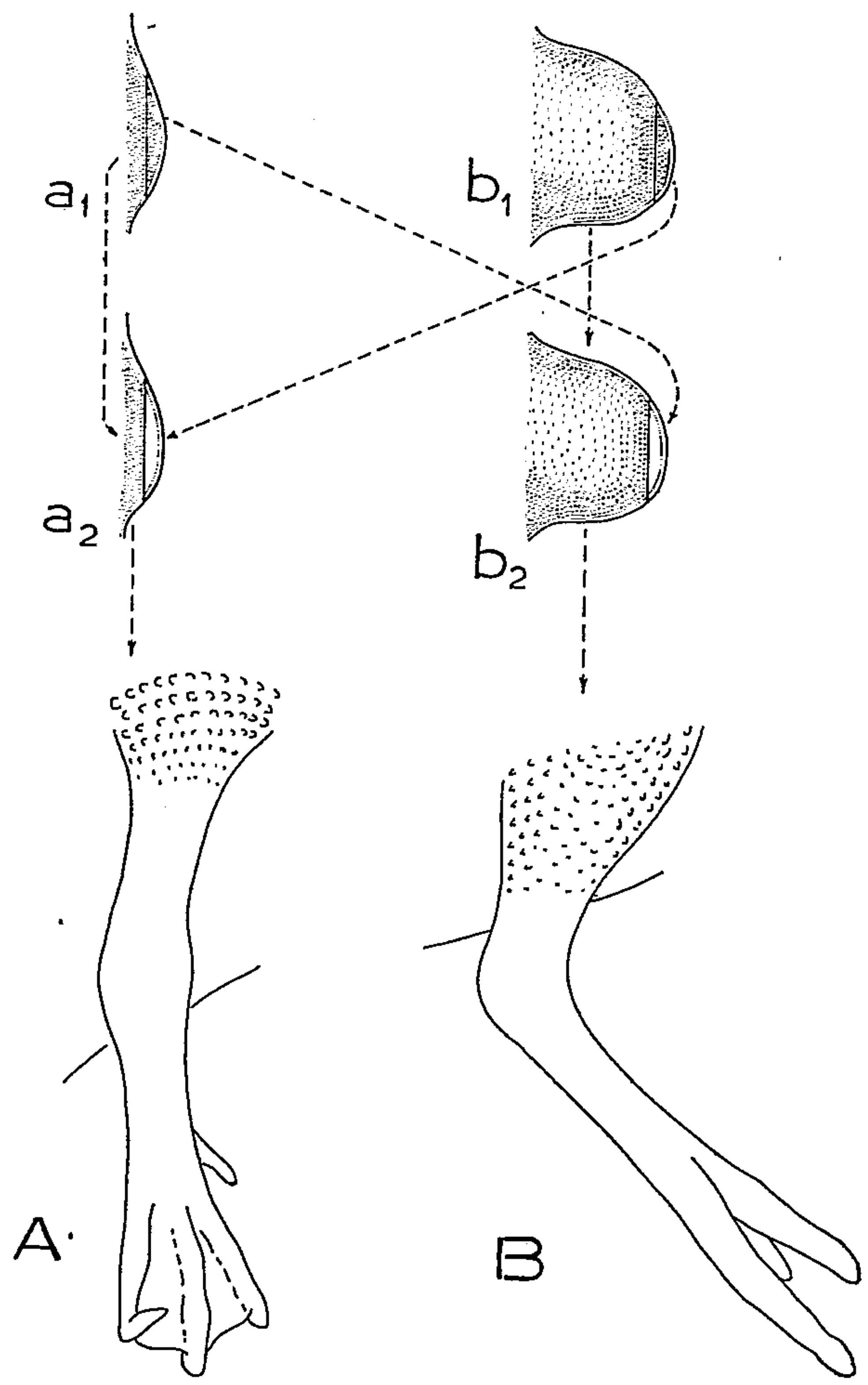


Fig. *a* et *b*. — Mode opératoire.
Stades de l'intervention du bourgeon de patte de Canard : *fig.* a_1 et du Poulet : *fig.* b_1.
En a_2, le moignon de patte du Canard est recouvert de l'ectoderme du Poulet.
En b_2, la calotte ectodermique du Canard a_1 est placée sur le moignon du bourgeon de patte du Poulet.
Fig. A et B. — Résultats de l'intervention.
Fig. A. — La patte du Canard, dérivant de l'ensemble a_2, se termine par des doigts réunis par une palmure.
Fig. B. — L'extrémité de la patte du Poulet, dérivant de b_2, est constituée de trois doigts de taille inégale mais sans palmure.

Chez les cinq autres, la confrontation de l'autopode est anormale, vraisemblablement à la suite de l'altération de l'ectoderme par la trypsine, peut-

être aussi en conséquence d'un prélèvement trop important de mésoderme apical. Les cas bien concluants sont de ce fait relativement peu nombreux, car il faut que la patte se termine par au moins trois doigts pour qu'on puisse être certain de la présence ou de l'absence de palmure, cette palmure faisant défaut chez le Canard entre le premier et le deuxième doigt.

Sur neuf bourgeons de patte de Poulet, recouverts d'ectoderme de Canard, deux ont évolué en pattes ayant plusieurs doigts non réunis par une palmure (*fig.* B). Chez les sept autres, le nombre de doigts est en général anormalement réduit, ce qui empêche toute conclusion.

Ces expériences confirment, d'une part, des capacités de régulation assez importante, puisque, dans tous ces cas, le mésoderme apical avait été découpé Cette régulation résulte de l'activité de l'épaississement marginal de l'ectoderme, car en son absence la patte reste tronquée.

Elles démontrent d'autre part le rôle prépondérant du mésoderme dans l'acquisition des caractères spécifiques de la patte. Celui-ci évolue toujours suivant ses qualités propres et son origine génétique, quelle que soit la nature de l'ectoderme dont il est recouvert. La calotte ectodermique subit elle-même l'influence du mésoderme de base et se développe en conformité avec lui, puisqu'elle forme avec le conjonctif la palmure de la patte.

Conclusion. — Un moignon de patte de Canard, coiffé d'une calotte épidermique de patte de Poulet, se développe en une patte dont les doigts sont réunis par une palmure. Inversement un moignon de patte de Poulet recouvert d'une calotte épidermique de patte de Canard évolue en patte sans palmure.

(1) *J. exp. Zool.*, 108, 1948, p. 363.
(2) *J. exp. Zool.*, 128, 1955, p. 423.
(3) *J. exp. Zool.*, 132, 1956, p. 219.
(4) *C. R. Soc. Biol.*, 1956, 150, p. 1671 et 1726, et *Arch. d'Anat. micr.*, 1957 (sous presse).

(*Laboratoire d'Embryologie expérimentale, Collège de France et du Centre National de la Recherche Scientifique.*)

BIOLOGIE. — *Fonctionnement mâle chez les ♀ pubères de l'Oniscoïde hermaphrodite* Rhyscotoides Legrandi. Note (*) de M. **Gabriel Johnson**, transmise par M. Albert Vandel.

Des pulli isolés à la naissance et suivis jusqu'à leur mort à un stade postpubéral ♀ montrent qu'il n'y a pas d'autofécondation chez *Rhyscotoides Legrandi*. Des individus en phase ♀ ayant déjà mis bas, fécondent des ♀ vierges qui mettent bas à leur tour. Ces résultats s'accorderaient avec l'hypothèse d'un hermaphrodisme alternatif. Cependant la possibilité d'un hermaphrodisme simultané n'est pas exclue.

H. G. Jackson ([1]) fut le premier à émettre l'hypothèse qu'en l'absence possible de parthénogenèse chez les *Rhyscotidæ*, le seul mode de représentation de la sexualité est une alternance cyclique de phases ♂ et ♀ à travers la vie. Une série d'observations histologiques ([2]) m'avait permis de démontrer chez l'Oniscoïde hermaphrodite *Rhyscotoides Legrandi*, l'impossibilité de l'autofécondation et l'activité simultanée des deux portions ♂ et ♀ de la gonade après le passage de l'individu dans la phase ♀. Cependant, les problèmes posés par l'hypothèse de Jackson ne pouvaient être résolus qu'expérimentalement par la réussite d'élevages.

A. Un premier type d'expériences consiste à isoler des individus dès leur naissance ou à une taille $L \leq 2{,}6$ mm correspondant à la phase de prépuberté ♂, à les élever jusqu'à la postpuberté ♀ et à la mort. Si de tels individus deviennent gravides et donnent des pulli, c'est qu'il y a parthénogenèse ou autofécondation.

Quatre individus, n°s 62, 67, 76, 84, furent élevés séparément et observés. Le premier et le dernier isolés à la taille de 2,1 mm vécurent respectivement 12 mois 7 jours et 9 mois 22 jours, le 2e et le 3e isolés à la naissance vécurent 9 mois et 14 mois 15 jours (tailles atteintes : 4,7, 4,3, 4,6, 4,1 mm).

Aucun de ces individus n'a donné de pulli avant sa mort. Par ailleurs, la dissection et la coloration des gonades *in toto* montrent que leurs réceptacles séminaux et leurs ovaires ne contenaient pas de spermatozoïdes. On peut donc exclure la possibilité d'une parthénogenèse et d'une autofécondation chez *Rhyscotoides Legrandi*.

B. Un deuxième type d'expériences consiste à élever des individus isolés, dès la naissance ou à une taille $L \leq 2{,}6$ mm, jusqu'au stade de ♀ pubère ($L \geq 3{,}5$ mm) et à les apparier avec des femelles ayant déjà mis bas ($L \geq 3{,}8$ mm). Si des ♀ vierges (♀ v) deviennent gravides et donnent des pulli, c'est qu'elles auront été fécondées par des ♀ fonctionnelles (♀ f). Dans ce dernier cas l'hypothèse de Jackson d'une alternance cyclique de phases ♂ et ♀ deviendrait vraisemblable.

Une difficulté réside dans le fait qu'il est impossible de distinguer les ♀ v et ♀ f lorsqu'elles sont appariées; les différences de taille et de coloration, lorsqu'elles existent au moment de la formation des couples, varient considérablement et ne peuvent être utilisées. Grâce au marquage des ♀ v en noir à l'encre de chine et des ♀ f en rouge au vernis à ongle, il a été possible de suivre chaque individu sans erreur à chaque mue et de le séparer de son conjoint pendant la période de gravidité. Malgré une forte mortalité due aux difficultés d'élevage, on peut mentionner d'ores et déjà quelques résultats.

1° La ♀v n° 39 née le 13 avril 1955 et isolée dès la naissance a été appariée le 30 *juillet* 1955 avec la ♀f n° 55 laquelle avait donné 4 pulli le 29 juillet 1955. La ♀ v n° 39 donna 2 pulli le 7 *décembre* 1955 et mourut le 13 décembre 1955 âgée de 8 mois.

2° La ♀v n° 66 née le 30 juillet 1955 et isolée à la naissance fut appariée le 13 *avril* 1956 avec la ♀ f n° 95 qui avait mis bas 3 pulli le 12 avril 1956. La ♀ v n° 66 donna naissance à 2 pulli le 30 *mai* 1956 et mourut âgée de 13 mois 22 jours.

3° La ♀v n° 103 isolée à la taille $L = 2,5$ mm le 16 juillet 1956 fut appariée le 25 *janvier* 1957 avec la ♀ f n° 168 qui avait déjà mis bas 2 pulli le 12 janvier 1957 et qui donna deux autres portées le 3 mars 1957 et le 24 avril 1957. La ♀ v n° 103 devint gravide à son tour et donna 3 pulli le 2 *mai* 1957.

Après leur mort, les ♀ n°s 39, 66, 103, furent disséquées. Leurs gonades présentaient des réceptacles séminaux bourrés de spermatozoïdes.

Conclusion. — La parthénogenèse et l'autofécondation étant impossibles, ces trois cas montrent sans ambiguïté que des ♀ de *Rhyscotoides Legrandi* ayant déjà mis bas, sont capables de féconder des ♀ vierges. Ce résultat constitue une preuve expérimentale en faveur d'un hermaphrodisme alternatif répondant au schéma, phase ♂ → phase ♀ → phase ♂ → phase ♀... etc., proposé par H. G. Jackson. Cependant des observations cytologiques [3] ont permis de mettre en évidence l'activité simultanée des deux portions ♂ et ♀ de la gonade pendant toute la vie. Il peut s'agir en fait d'un cas d'hermaphrodisme simultané. De nouvelles expériences sont nécessaires, comportant notamment l'élevage de couples du même âge ou provenant d'une même portée.

(*) Séance du 17 juin 1957.
(1) *Quart. J. Micr. Sc.*, 71, 1928, p. 527-539.
(2) *Comptes rendus*, 224, 1957, p. 806.
(3) *Comptes rendus*, 224, 1957, p. 1087.

BIOCHIMIE. — *Répartition de la cystine entre l'orthocortex et le paracortex de la fibre de laine.* Note de M. **Michel Leveau**, présentée par M. Jacques Tréfouël.

La plupart des analyses effectuées jusqu'à présent sur l'ortho et le paracortex de la fibre de laine portent sur des fractions assez dégradées ou de pureté incertaine [1], [2], [3]. Elles s'accordent à montrer cependant que la cystine est inégalement répartie entre ces deux éléments morphologiques, la stabilité chimique particulière du paracortex pouvant être expliquée par une forte concentration en liaisons transversales disulfure.

Nous avons décrit [4] une nouvelle méthode de séparation des phases ortho et para faisant appel à une hydrolyse chlorhydrique ménagée suivie d'un broyage et d'un tamisage sur toile métallique. La présente Note donne les résultats du dosage de la cystine sur les fractions ainsi isolées et sur la laine non désagrégée après des durées de l'hydrolyse ménagée allant de 30 à 150 mn (tableau).

Teneurs en cystine de l'ortho et du paracortex, ainsi que de la laine non désagrégée, après des durées croissantes de l'hydrolyse préalable (ClH 6 N à 60° C).

	Durée de l'hydrolyse (mn).					
	0.	30.	60.	90.	120.	150.
Laine.............	11,5	12,0	12,9	13,3	14,0	14,5
Ortho.............	-	12,9	12,7	12,7	13,6 (*)	13,9 (*)
Para..............	-	13,3	15,9	16,4	16,8	-

(*) Ces valeurs sont sujettes à caution par suite de la présence dans ces préparations d'une proportion indéterminée de cellules para.

Dans la laine, l'évolution de la teneur en cystine en fonction du temps suit une loi sensiblement linéaire. Il n'en est pas de même pour l'ortho et le paracortex, où nous observons deux phénomènes différents :

— *dans l'orthocortex*, la teneur en cystine n'a pratiquement pas varié au bout de 90 mn d'hydrolyse, ce qui revient à dire que cet aminoacide est libéré normalement de la kératine ortho, la teneur de l'hydrolysat en cystine étant la même que celle du résidu non hydrolysé;
— *dans le paracortex*, la teneur en cystine augmente brusquement entre 30 et 60 mn d'hydrolyse, plus lentement par la suite : la cystine n'est donc libérée que difficilement de la kératine para.

Il est intéressant de noter d'autre part, que les teneurs en cystine de l'ortho et du paracortex de la laine hydrolysée pendant 30 mn seulement sont peu différentes (12,9 et 13,3 %), la différence n'apparaissant nettement qu'après ce délai. Il est probable (quoique l'extrapolation ne soit pas possible) que les teneurs correspondant à la durée O d'hydrolyse, c'est-à-dire à la laine intacte, sont, elles aussi, très voisines, car une hydrolyse de 30 mn dans les conditions où nous nous sommes placés (ClH 6N à 60° C) n'altère que faiblement la kératine : la perte de poids de la laine ne dépasse pas 2 à 3 %, et la fraction extraite provient en grande partie de la cuticule ([5]) ([6]). On peut donc considérer que dans la fibre non traitée, la cystine est répartie également entre les deux fractions.

Les différences de réactivité chimique entre l'ortho et le paracortex ne proviennent donc pas de concentrations inégales en liaisons disulfure. Alexander ([7]) a montré d'autre part que la nature des amino-acides contigus à la cystine n'a aucune influence sur sa réactivité. Dans ces conditions, on est amené à penser que c'est le *mode d'incorporation* de la cystine qui diffère dans les chaînes polyeptidiques ortho et para (*figure*).

Il est généralement admis que dans la kératine de la laine, tous les ponts disulfure sont interchaînes. Mais la possibilité que le pont disulfure s'intègre dans la chaîne polypeptidique de la kératine a déjà été suggérée par divers auteurs ([8]), ([9]). On peut donc supposer qu'une telle structure existe dans l'orthocortex, le paracortex conservant les ponts interchaînes.

De nombreux faits expérimentaux s'accordent avec cette hypothèse :

— la difficulté d'extraire par hydrolyse la cystine du paracortex, où cet aminoacide serait fixé par quatre liaisons peptidiques, au lieu de deux seulement dans l'orthocortex;

— plus généralement, les différences de réactivité observées entre l'ortho et le paracortex (notamment en ce qui concerne les phénomènes d'oxydation, de réduction et d'action des alcalis);

— le gonflement latéral de la fraction para oxydée par l'eau de brome ([10]). En effet, l'apparition de deux groupements $—SO_3H$ volumineux entre les chaînes expliquerait leur écartement. Cet écartement n'aurait pas lieu dans l'orthocortex, ce que l'on observe effectivement.

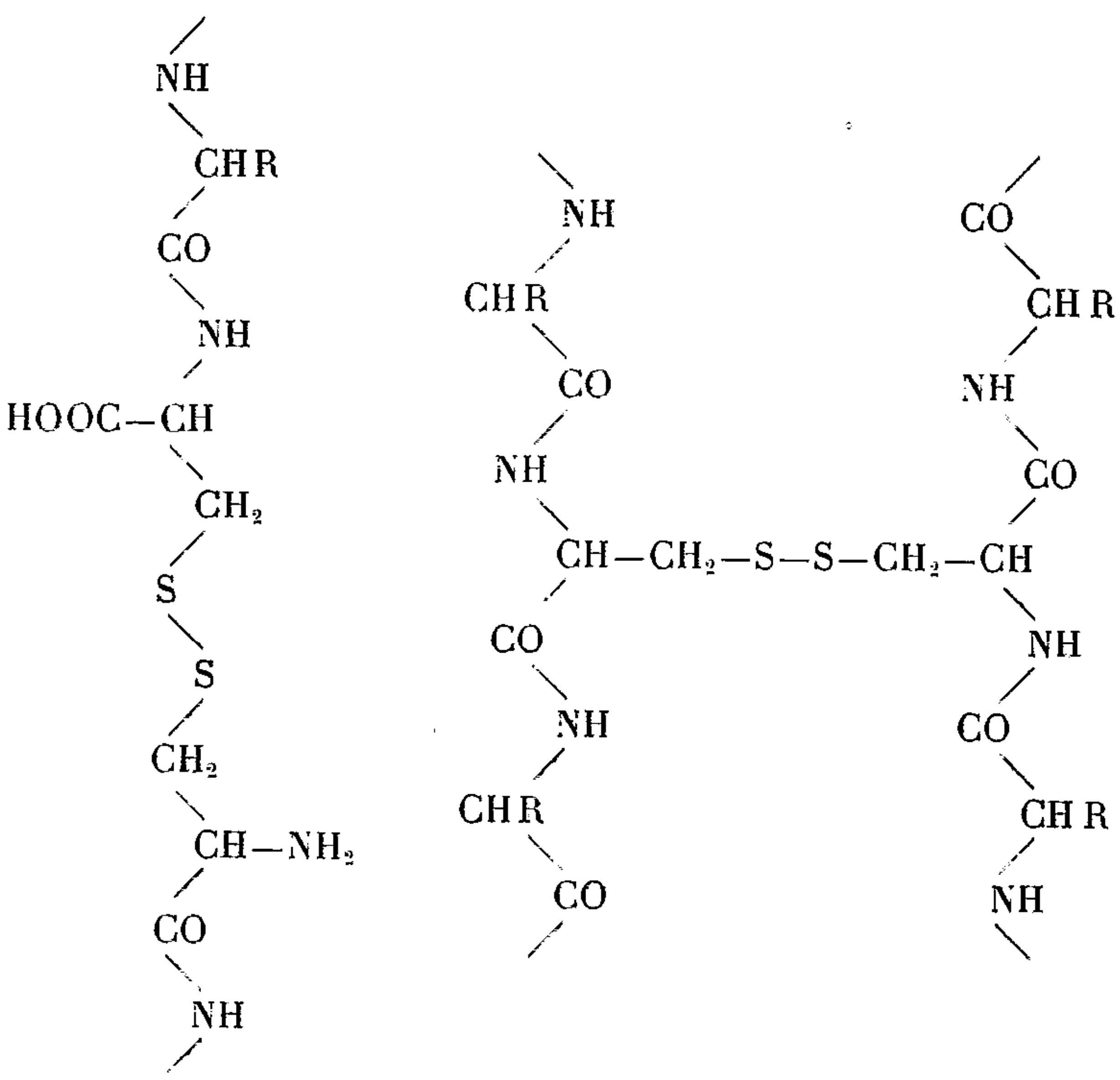


Fig. 1.

([1]) LINDLEY, *Nature*, 160, 1947, p. 190.
([2]) GOLDEN, WHITWELL et MERCER, *Text. Res. J.*, 25, 1955, p. 334.
([3]) WARD et BARTULOVICH, *J. Phys. Chem.*, 60, 1956, p. 1208.
([4]) LEVEAU, *Bulletin I. T. F.*, n° 63, octobre 1956, p. 91.
([5]) ELLIOTT et ROBERTS, *J. Soc. Dyers Col.*, 72, 1956, p. 370.
([6]) DERMINOT et LEVEAU, *Bulletin I. T. F.*, n° 64, décembre 1956, p. 7.
([7]) ALEXANDER et FOX, *Proceedings of the Int. Wool Text. Res. Conf. Australie*, C, 1955, p. 35.
([8]) ELÖD, NOWOTNY et ZAHN, *Koll. Z.*, 92, 1940, p. 50.
([9]) LINDLEY, *Proceedings of the Int. Wool Text. Res. Conf. Australie*, B, 1955, p. 193.
([10]) LEVEAU, CEBE et PARISOT, *Bulletin I. T. F.*, n° 42, octobre 1953, p. 7.

CHIMIE BIOLOGIQUE. — *Recherches complémentaires concernant l'action du sulfate de protamine sur le sérum* in vitro. Note de MM. **Philippe Laudat** et **Jean-Luc de Gennes**, présentée par M. René Fabre.

Nous avons étudié la phase d'opacification rapide et transitoire du sérum sous l'action *in vitro* du sulfate de protamine. Cette opacification résulte de la formation d'un précipité que nous avons isolé. Son analyse montre qu'il contient, à côté de la protamine, des protides constitués presque exclusivement par des globulines α et β contenant des lipides et des glucides.

Dès 1954, nous avons pu mettre en évidence l'action particulière du sulfate de protamine sur le sérum *in vitro*. Cette action consiste en une opacification initiale quasi immédiate suivie d'une clarification secondaire progressive sur laquelle nous avons à cette date particulièrement insisté (1) à (6). Les études complémentaires présentées ici portent essentiellement sur l'opacification initiale.

Nous avons déterminé d'abord le seuil de cette opacification : il correspond à une quantité minima de 1 mg de sulfate de protamine pour 1 ml de sérum.

La réaction d'opacification ainsi obtenue se trouve inhibée par plusieurs facteurs : chauffage à 56° C, modifications du pH, vieillissement du sérum. Nous insisterons plus spécialement ici sur les inhibitions dues à des variations de concentrations ioniques : chlorure de sodium M^{-1}, bromure de potassium $2M^{-1}$, glycocholate de sodium $2M^{-3}$. Dans le but d'éviter ces réactions d'inhibition toujours possibles, nous avons opéré avec des solutions de forces ioniques suffisamment basses.

Par centrifugation à 10 000 t/mn du mélange turbide sérum + sulfate de protamine à la concentration minima indiquée plus haut, nous avons pu recueillir un précipité dont l'étude analytique a été entreprise. Les caractères de solubilité de ce précipité sont les suivants : insoluble dans l'eau, sérum physiologique, éther, chloroforme; soluble dans le tampon acide acétique-acétate de sodium à pH 3. Cette solution reprécipite dès que l'on tente de ramener le pH au voisinage de la neutralité. Au cours des essais, le rapport du poids du précipité sec obtenu par rapport à la quantité de sérum traité était toujours de l'ordre de 100 mg pour 100 ml de sérum. Le dosage du cholestérol total effectué par coloration de Lieberman Burchart a toujours montré la présence de cholestérol ou dérivés. Le dosage pondéral des lipides totaux effectué selon la technique de Delsal a toujours traduit la présence de lipides dans la proportion d'environ 10 %. La détermination du phosphore des phosphoaminolipides donne un rapport variable situé entre 0,5 et 2 % du poids du précipité.

L'étude électrophorétique sur papier a permis de mettre en évidence sur le protidogramme une fraction douée d'une migration très faible en raison vraisemblablement de son poids moléculaire. Cette fraction protidique nous semble toujours située dans la zone de migration des lipo-

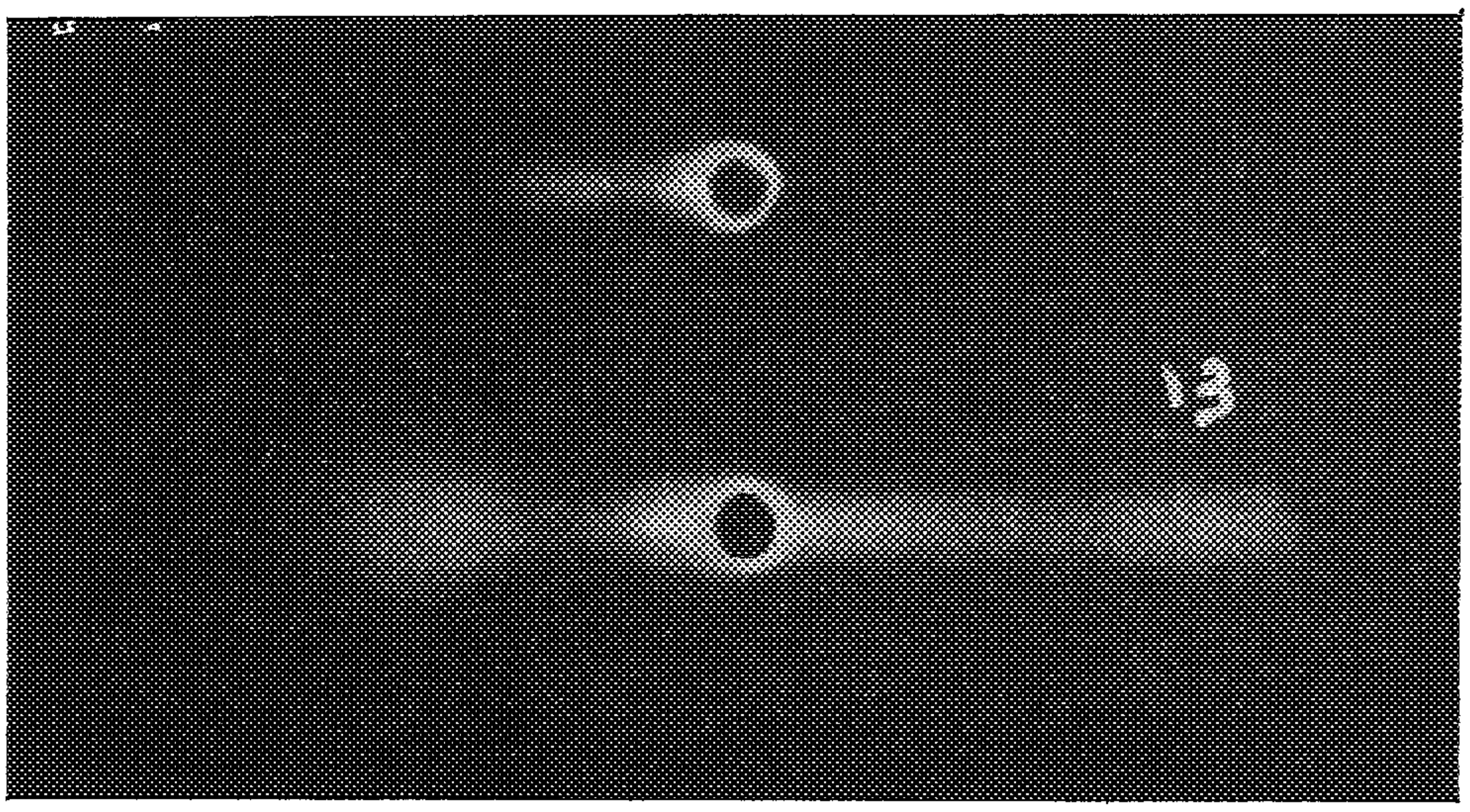


Fig. 1. — Électrophorèse en gélose du précipité recueilli au cours de l'opacification du sérum traité par le sulfate de protamine.

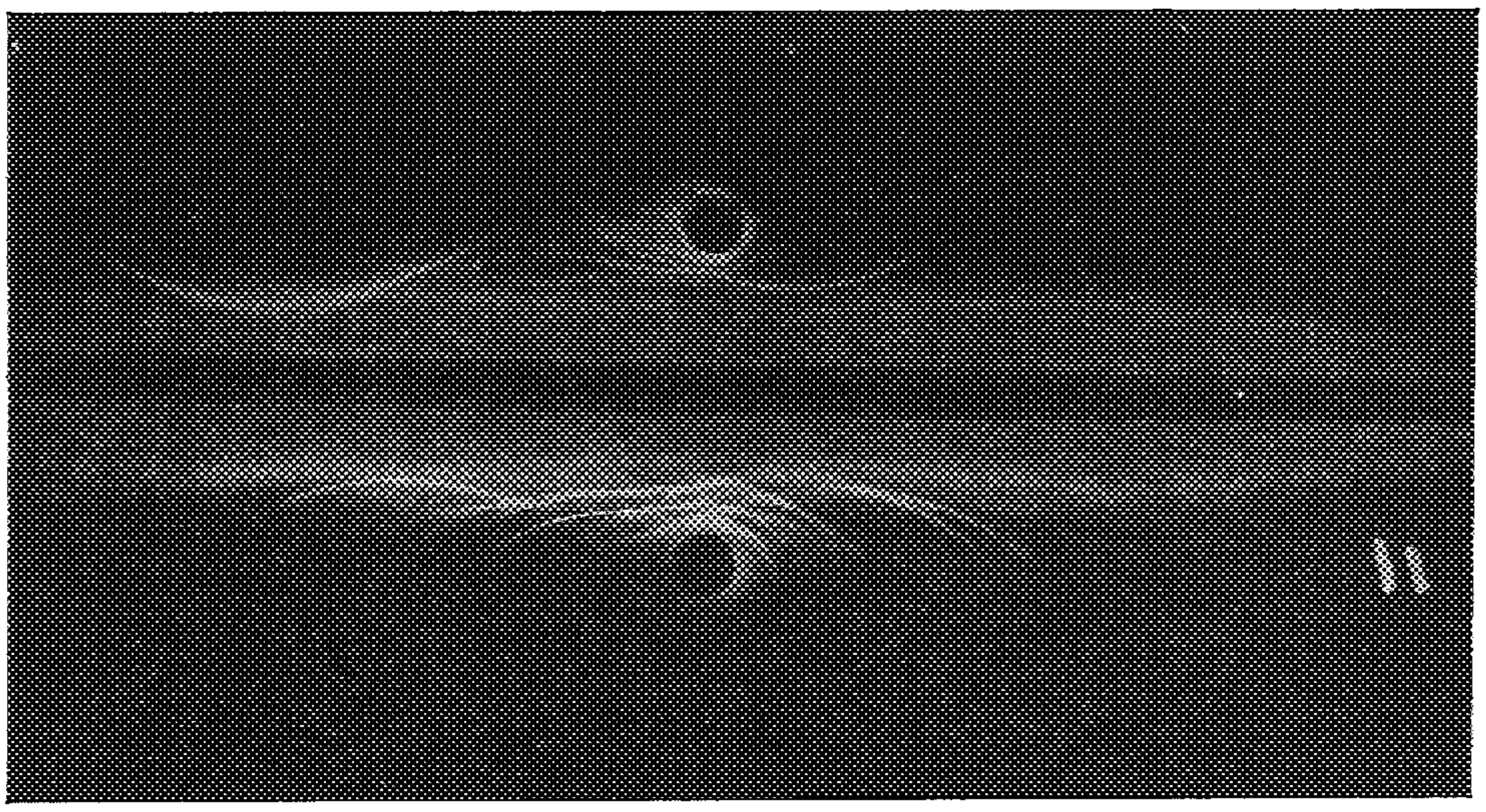


Fig. 2. — Immuno-électrophorèse en gélose du précipité recueilli au cours de l'opacification du sérum traité par le sulfate de protamine (*en haut*, précipité recueilli; *en bas*, sérum témoin).

protéines du même sérum. Le lipidogramme dont la coloration est effectuée par le Noir Soudan a confirmé la présence de lipides. En outre, le glucidogramme obtenu par coloration avec le réactif de Schiff a permis de

conclure à la présence de glucides. De plus, nous observons une phase migrant en sens inverse qu'on peut, semble-t-il, identifier à la protamine.

L'analyse immunoélectrophorétique en gélose a permis de confirmer les résultats décrits ci-dessus, par la mise en évidence d'une réaction de précipitation au niveau des globulines α et β (*fig.* 1 et 2) qui, d'ordinaire, sont le support des lipides. Le composé étudié présente également une fraction albumine de très faible importance probablement entraînée au cours de la précipitation.

A la suite de la mise en évidence de ce précipité, nous avons été amenés à étudier les interactions possibles entre le sulfate de protamine et divers constituants isolés du sérum. Les essais entrepris ont toujours été effectués en tenant compte du taux physiologique sérique de ces fractions. La sérum-albumine, la γ-globuline, n'ont donné lieu, en présence de sulfate de protamine, à aucune opacification. Par contre, n'ayant pu encore étudier le comportement des globulines α et β, nous avons porté notre attention sur les constituants lipidiques de certaines de ces globulines et nous avons été amenés à étudier le groupe des acides gras libres : l'acide oléique (sel sodique) nous a permis de mettre en évidence sa très grande affinité pour le sulfate de protamine évoquant une combinaison catio-anionique sous forme de savon. La lactescence obtenue par le mélange du sulfate de protamine et de l'oléate devient une réaction particulièrement frappante lorsqu'elle est appliquée au milieu sérique préalablement enrichi d'oléate. Il se produit alors une lactescence stable qui évoque la lactescence spontanée des sérums hyperlipidémiques. Par centrifugation à 15 000 t/mn du sérum ainsi préparé, on assiste à la disparition de la lactescence et à la formation en surface d'une couche crémeuse, ce phénomène semblant comparable au phénomène déjà décrit de « flottation » des chylomicrons. De fait, l'examen au microscope à contraste de phase de cette couche crémeuse remise en suspension, a montré l'existence de particules brillantes arrondies animées de mouvements browniens, considérées comme caractéristiques des chylomicrons.

Les résultats rapportés ici suggèrent, d'après l'analyse électrophorétique, la possibilité d'une combinaison de la protamine avec certaines fractions lipoprotidiques appartenant aux globulines α et β.

(1) J.-L. DE GENNES et J. TRUFFERT, *C. R. Soc. Biol.*, 148, 1954, p. 1961.
(2) J.-L. DE GENNES et J. TRUFFERT, *C. R. Soc. Biol.*, 149, 1955, p. 648.
(3) J.-L. DE GENNES, *Mémoire de Médaille d'or des Hôpitaux de Paris*, novembre 1955.
(4) PH. LAUDAT, J. L. DE GENNES et J. TRUFFERT, *Arch. Int. pharmacodyn.*, 108, 1956, p. 192.
(5) J.-L. DE GENNES, *Thèse doct. méd.*, Paris (sous presse).
(6) PH. LAUDAT, *Thèse doct. pharm.*, Paris (sous presse).

(*Hôpital Broussais et Laboratoire de chimie biologique, Faculté de Pharmacie, Paris.*)

SÉROLOGIE. — *Sur la précipitation des β-lipoprotéines et des euglobulines du sérum par le polyvinyl-pyrrolidone.* Note de M. **Meier Burstein**, présentée par M. Léon Binet.

Ajouté au sérum à la concentration de 8 %, le polyvinyl-pyrrolidone précipite essentiellement les euglobulines et les β-lipoprotéines (lipoprotéines à densité faible). L'ultracentrifugation du précipité redissous dans un milieu à densité élevée permet d'obtenir les β-lipoprotéines à l'état pur.

Nous avons montré [1] qu'en présence du chlorure de calcium l'héparine et les héparinoïdes de synthèse (sulfate de dextrane) précipitent sélectivement les β-lipoprotéines sériques. Or, cette précipitation peut être obtenue également par le polyvinyl-pyrrolidone (P. V. P.) qui insolubilise en même temps les euglobulines.

A un volume du sérum humain à pH 7,10, on ajoute un demi volume d'une solution de P. V. P. à 25 % (subtosan retard); un précipité se forme. Après avoir laissé le mélange 4 h à + 4° C, on centrifuge 10 mn, à 6000 t/mn. Le surnageant parfaitement clair ne renferme qu'un tiers environ du taux initial des lipides. L'électrophorèse sur papier avec coloration par Soudan noir montre la disparition presque complète de la tache qui correspond aux β-lipoprotéines avec persistance de la tache des α-Les β-lipoprotéines sont dans le précipité qui contient les deux tiers environ des lipides du sérum (4,20 g sur 6,10 g par exemple). Ce taux est plus faible avec le sérum du cordon (1,10 g sur 2,70 g) et avec celui du Lapin (0,60 g sur 1,50 g) qui sont plus pauvres en β-lipoprotéines.

Les β-lipoprotéines pures isolées après précipitation par le sulfate de dextrane [2] floculent également par le P. V. P.

Dans le cas du sérum lipémique (lipémie post-prandiale, lipémie essentielle, lipémie post-hémorragique chez le Lapin) le P.V.P. agglutine les chylomicrons qui forment une pellicule à la surface; ce même phénomène s'observe lorsqu'on ajoute de l'héparine et du Cl_2Ca [3].

Le précipité est lavé deux fois avec un volume de ClNa à 9 ‰ à pH 7,00, additionné d'un demi-volume de P. V. P. à 25 % (le volume du liquide de lavage est celui du sérum). Le précipité est soluble dans 1/10e de volume du ClNa à 9 ‰ tamponné à pH 7,60. En dehors des β-lipoprotéines, il renferme essentiellement des euglobulines.

Pour séparer les deux, le précipité est suspendu dans du tampon véronal-acétate de Michaelis à pH 5,10, force ionique 0,0286 (moitié du volume initial du sérum). Après centrifugation on obtient un précipité et un surnageant jaune clair; celui-ci est alcalinisé à pH 7,40 et additionné de ClNa à 9 ‰.

Le précipité contient des euglobulines dont certaines sont des lipo-euglobulines [1]; on retrouve dans ce précipité environ 700 mg des lipides par litre de sérum. (Lorsqu'il s'agit d'un sérum débarrassé d'euglobulines par dialyse contre l'eau distillée et acidification à pH 5,20, tout est soluble.)

Le surnageant renferme environ 80 % des β-lipoprotéines du sérum (solublesà pH 5,10 en présence d'une force ionique réduite), et quelques globulines γ et β (1,50 à 2 g par litre de sérum).

Les β-lipoprotéines précipitent sélectivement par le sulfate de dextrane en présence de Cl_2Ca à pH 7,70, et moins sélectivement par le sulfate de dextrane seul à pH 5,00 [2]; elles floculent au contact du sérum de lapin immunisé avec des β-lipoprotéines pures [2]. Le sulfate d'ammonium entre 50 et 55 % précipite les β-lipoprotéines qui forment après centrifugation une couche graisseuse à la surface.

Pour obtenir les β-lipoprotéines à l'état pur, nous avons ultracentrifugé la solution pendant 6 h à 40 000 t/mn (Spinco) en élevant la densité du milieu, par adjonction de bromure de potassium, à 1,200. Les β-lipoprotéines surnagent et forment une couche bien séparée qu'on prélève facilement. Après électrophorèse sur papier avec coloration des protides, on a une seule bande qui correspond aux β-globulines; après précipitation sélective des β-lipoprotéines par le sulfate de dextrane en présence de $CaCl_2$ il ne reste plus trace de protéines dans la solution. Le rapport lipides/protides varie autour de 80/20, comme pour les β-lipoprotéines isolées précédemment [1].

La quantité de P. V. P. qu'on retrouve dans le précipité est faible, et ne représente qu'une petite fraction de celle ajoutée au sérum. Il s'agit vraisemblablement du P. V. P. du liquide de lavage retenu par le précipité,

La précipitation des β-lipoprotéines sériques par le P. V. P. est empêchée par l'augmentation de la force ionique (précipitation trispartielle en présence de ClNa à 2 %), ainsi qu'après alcalinisation; au-delà de pH 9,50 il n'y a pas de précipitation. (Notons que l'agglutination des chylomicrons s'effectue en présence de ClNa à 2 %).

Lorsqu'on abaisse la force ionique par dialyse du sérum contre l'eau distillée tamponnée à pH 7,10 (sérum centrifugé après dialyse) le P. V. P. précipite des globulines qui normalement ne sont pas précipitées. Il en est de même lorsqu'on abaisse le pH du sérum, et ceci jusqu'à environ pH 4,00. Au-dessous, les globulines précipitées et les β-lipoprotéines repassent en solution.

A pH 7,00 et en présence d'une force ionique qui est celle du sérum non modifié, le taux minimum de P. V. P. qui précipite les β-lipoprotéines est d'environ 8 % (1 vol de sérum + 1/2 vol P. V. P. à 25 %). Avec un

taux de 6 à 7 % il n'y a pratiquement pas de précipitation; lorsque le taux dépasse 12 %, d'autres globulines précipitent.

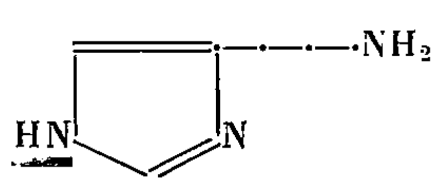
En résumé. — Le P. V. P. précipite des globulines sériques; la quantité des globulines précipitées varie en fonction du pH, de la force ionique, de la concentration en P. V. P. A pH 7,00, le P. V. P. à la concentration de 8 % précipite essentiellement les euglobulines et les β-lipoprotéines; ces dernières peuvent être isolées à l'état pur par l'ultracentrifugation dans un milieu à densité élevée.

(1) *Comptes rendus*, 243, 1956, p. 527.
(2) M. Burstein et J- Samaille, *J. Physiol.*, 49, 1957, p. 83.
(3) M. Burstein et J. Samaille, *Comptes rendus*, 241, 1955, p. 664.
(4) S. Sandor et P. Slizewicz, *Comptes rendus*, 242, 1956, p. 1377.

CANCÉROLOGIE. — *Détermination de la partie active de la molécule d'histamine dans sa réaction avec les substances cancérigènes. Comparaison avec la choline.* Note de Mlle **Simone Hatem**, présentée par M. Christian Champy.

Dans une Note précédente, nous avons établi l'existence d'une réactivité sélective de l'histamine avec les substances cancérigènes (1).

Il a paru intéressant de déterminer la partie active de la molécule d'histamine dans cette réaction en examinant la fonction amine extranucléaire, puis l'azote pyridinique et l'azote pyrrollique du noyau imidazole.



Nous avons d'abord étudié le rôle de la fonction amine extra-nucléaire en la bloquant. Il a suffit pour cela d'examiner le monochlorhydrate d'histamine dans les mêmes conditions que l'histamine.

Nous avons fait une solution de benzopyrène-3.4 dans l'éthanol et mélangé 1 ml de cette solution à 3 ml des solutions aqueuses à l'étude : le monochlorhydrate d'histamine et l'histamine.

Le monochlorhydrate ne pouvant être obtenu en solution suffisamment concentrée, son étude dans l'ultraviolet est sans résultat sur le plan de l'effet bathochrome.

Nous avons donc examiné ces mélanges en lumière rouge pour en mesurer le trouble en considérant que l'eau amène la précipitation de la substance, tandis que l'histamine forme un complexe hydrosoluble.

Nous avons utilisé le diffuso-absorptiomètre de Dognon.

Dans cet appareil, les mesures peuvent être pratiquées, soit avec la cuve au contact du récepteur (de près), soit avec celle-ci, éloignée de 6 cm (de loin). On note ainsi deux valeurs d'absorption; la seconde étant une fonction de la grosseur des grains, beaucoup plus rapidement croissante que la première. Les valeurs sont données en absorption procentuelle pour une cuve de 1 cm.

	De près.	De loin.
Solution d'histamine $\frac{M}{1,5}$	16,5	28
Solution de monochlorhydrate $\frac{M}{1,5}$	16	28,5
Avec addition d'eau	20,5	34

Le monochlorhydrate se comporte ici comme l'histamine.

Par ailleurs, nous avons vérifié que la méthylamine observée dans les mêmes conditions que l'histamine était sans action. Il semble donc que la fonction amine extra-nucléaire ne soit pas à l'origine de la réaction.

A la lumière de ces faits, il a paru opportun d'examiner le comportement d'une seconde amine nerveuse : la choline

$$OH-CH_2-CH_2-N(CH_3)_3OH.$$

Nous avons fait une solution de benzopyrène-3.4 dans l'éthanol et mélangé successivement 1 ml de cette solution à 3 ml des solutions aqueuses d'histamine et de choline de même titre.

Nous avons examiné ces mélanges dans l'ultraviolet et dans le visible.

Dans l'ultraviolet, toutes les bandes de benzopyrène-3.4 apparaissent déplacées vers le visible lorsque la concentration de la solution d'histamine est supérieure ou égale à M. Lorsque cette concentration est égale à M, le déplacement s'abaisse à 10 Å et se vérifie pour toutes les bandes.

Aucun déplacement de ces bandes ne se produit sous l'action de la choline.

En lumière rouge, la mesure du trouble donne les chiffres suivants pour une cuve de 0,5 cm :

	De près.	De loin.
Solution d'histamine M	9	21
» de choline M	31	49,5
Avec addition d'eau	33	50,5

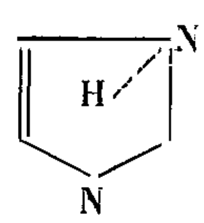
Les chiffres donnés par la solution de choline sont équivalents à ceux donnés par l'eau qui insolubilise pratiquement toute la substance, tandis que ceux donnés par l'histamine nettement plus faibles, accusent une solubilisation de la substance cancérigène dans l'eau.

Comparée à l'histamine, la choline est donc sans action.

Il est logique de rendre le noyau imidazole responsable de la réaction mais, avant de centrer l'étude sur l'azote pyridinique ou pyrrollique, nous avons examiné le comportement du dichlorhydrate d'histamine.

Le dichlorhydrate a été préparé à la concentration M et observé aussi bien dans l'ultraviolet que dans le visible.

Dans l'ultraviolet, on relève le même déplacement N—V que pour l'histamine. Dans le visible, le trouble apparu est plus grand que pour l'histamine. La solubilisation dans l'eau est moins parfaite car ici, non seulement la fonction amine est bloquée, mais le noyau imidazole est touché à son azote pyridinique. On peut admettre que si la réaction se produit encore, c'est en raison de l'équilibre tautomère suivant



entre l'azote pyridinique et l'azote pyrrollique de l'imidazole :

	De près.	De loin
Trouble apparu dans la solution d'histamine M.............	9	21
» » de dichlorhydrate M........	15,5	30,5

Il reste à interroger ces deux fonctions dont la rencontre constitue le noyau imidazole.

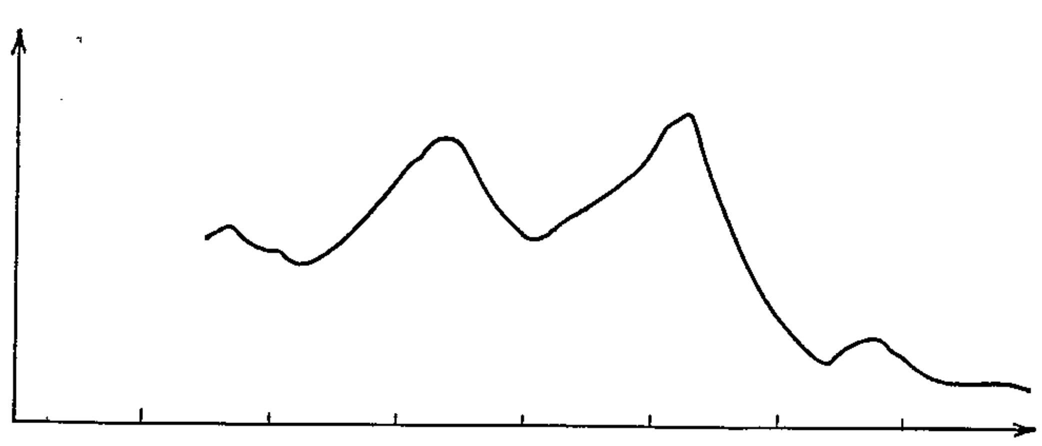


Fig. 1.

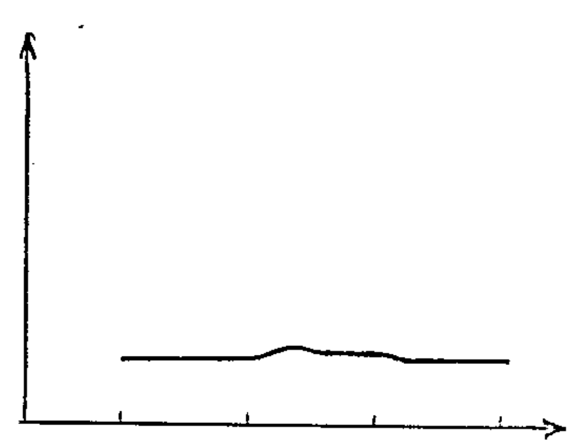


Fig. 2.

Fig. 1. — Solution de benzopyrène-3.4. Apparition des bandes faibles.
Fig. 2. — Solution de pérylène. Recherche des bandes saillantes.

La pyridine et le pyrrole purs à l'état liquide dissolvent également le pérylène et le benzopyrène avec un effet bathochrome très net, alors que l'histamine pure à l'état surfondu fait un choix entre la substance cancérigène et son isomère non cancérigène. On obtient pour le pérylène dans l'histamine une solution à l'état de traces très faibles où le déplacement des bandes les plus saillantes se devine tandis que pour le benzopyrène-3.4 la solubilisation avec effet bathochrome est franche, nette et sensible pour les bandes même faibles. L'allure des deux courbes ci-jointes où

l'absorption lumineuse est tracée en fonction de la longueur d'onde, illustre ce choix (courbes 1 et 2).

La pyridine se distingue du pyrrole dans l'étude du complexe hydrosoluble et c'est là que se dénouera la question puisque c'est en milieu aqueux que l'équilibre des amines de croissance est perturbé.

L'étude du pyrrole ne fait pas apparaître de complexe hydrosoluble. Par contre, dans une solution aqueuse à 50 % de pyridine, on obtient une solubilisation très forte et un effet bathochrome très net en introduisant le benzopyrène. Rien ne se produit avec le pérylène qui n'apparaît pas même à l'état de traces.

La pyridine fait ainsi le choix de l'histamine.

Il semble donc que l'azote pyridinique de l'histamine se situe à l'origine de la réaction.

(1) S. Hatem, *Comptes rendus*, 244, 1957, p. 2113.

A 15 h 50 m l'Académie se forme en Comité secret.

La séance est levée à 16 h 25 m.

R. C.

ERRATA.

(*Comptes rendus* du 8 avril 1957.)

Note présentée le même jour, de M. *Paul Hagenmuller*, Étude de la stabilité en solution de l'ion $[Ag(NO_2)_2]^-$ à partir de mesures de solubilité :

Page 2062, 18e ligne, *au lieu de*

$$\frac{c_{NO_2^-}}{Z} = \frac{c'_{NO_2}}{Z} = \frac{k}{s},$$

lire

$$\frac{c_{NO_2^-}}{Z} = \frac{c'_{NO_2^-}}{Z'} = \frac{k}{s}.$$

(*Comptes rendus* du 29 avril 1957.)

Note présentée le 15 avril de M. *Solomon Marcus*, Critères de majoration pour les fonctions sous-additives, convexes ou internes :

Page 2270, dernière ligne et page 2271, 12e et 16e lignes, *au lieu de* sur $(0, \infty)$, *lire* sur tout intervalle compact de $(0, \infty)$.

Page 2271, 14e ligne, *au lieu de* finie, *lire* $< +\infty$.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Ouvrages reçus pendant les séances de mai 1957

(*Suite et fin.*)

Les Annales du Collège international pour l'étude scientifique des techniques de production mécanique C. I. R. P. Volume V. 1956. Assemblée générale de Paris 16-21 avril 1956. Lausanne, Édition Scriptar S. A., 1956; 1 fasc. 29,5 cm.

Norwegian-British-Swedish Antarctic expedition 1949-1952, scientific results, vol. II. Part 1 A. *Energy exchange of an Antarctic snow-field. Short wave radiation.* Part 1 B. *Long wave radiation and radiation balance.* Part 1 C. *Wind structure in the low layer,* Part 1 D. *Surface inversions and turbulent heat transfer,* by Gösta H. Liljequist. Oslo, norsk polarinstitut, 1957; 4 fasc. 29,5 cm.

Studier över floran på serpentinbergarter i norra Fennoskandien och nordostra Nordamerika. Studies on the Flora of Serpentine Rocks in Northern Fennoscandia and Northeastern North America, par Olof Rune. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 23,5 cm.

Studies on the Taxonomy and Ecology of Planktonic Rotatoria, by Birger Pejler. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 24,5 cm.

Nuclear spectroscopic investigations by means of energy selecting electronic devices. Inaugural dissertation, by Björn Åström. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Zone Electrophoresis in columns and adsorption chromatography on Ionic cellulose Derivatives as methods for peptide and protein fractionations. Application to the study of posterior pituitary hormones, by Jerker Porath. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Some observations on proton magnetic resonance in hydrogen-bonded systems. Inaugural dissertation by Baidya Nath Bhar. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 24 cm.

Acta Phytogeographica Suecica 38. *Insjöstudier i mellansverige mikrovegetation och pollenregn i vikar av östersjöbäckenet och insjöar fran preboreal tid till nutid,* by Maj. Britt Florin. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 27 cm.

Contributions to the theory of Alpha Decay. Inaugural Dissertation, by Per Olof Fröman. Thèse. Uppsala, Almqvist and Wiksells Boktryckeri Ab, 1957; 1 fasc. 23 cm.

Symbolae Botanicae Upsalienses XIV : 3. *Études taxonomiques sur les pléosporacées,* par Lennart Holm. Thèse. Uppsala, A.-B. Lundequistska Bokhandeln, 1957; 1 fasc. 25,5 cm.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE

DES PUBLICATIONS PÉRIODIQUES REÇUES PENDANT L'ANNÉE 1956.

L'Académie des sciences exprime ses remercîments aux Établissements qui lui ont envoyé leurs Publications.

La cote qui suit le titre de chaque périodique est celle de l'*Inventaire des périodiques scientifiques des bibliothèques de Paris* (1); les cotes du supplément I de cet inventaire portent un indice en chiffres, celles du supplément II, un indice en lettres.

Le titre des périodiques nouvellement créés est inscrit en caractères gras.

Publications des Institutions internationales.

— Association internationale d'hydrologie : *Publication.*
— Centre international de l'enfance : *Courrier* (Paris).
— Centre international de synthèse : *Revue d'histoire des sciences et de leurs applications* (Paris).
— Collège international pour l'étude scientifique des techniques de production mécanique : *Les Annales* (Lausanne).
— Commission séricicole internationale : *Actes de la Conférence technique séricicole internationale* (Alès); *Revue du ver à soie* (Alès).
— Conférence internationale sur l'utilisation de l'énergie atomique à des fins pacifiques (Genève) : *Actes.*
— Congrès international de la science du sol : *Extrait des rapports présentés au VIe Congrès.*
— Conseil international des Unions scientifiques : *Quarterly Bulletin* (London); *Quarterly Bulletin of information* (Paris).
— Institut international du froid (Paris) : *Bulletin.*
— International mathematical Union : *Report of the executive Committee to the National adhering Organizations* (Zurich).
— Organisation des nations unies pour l'alimentation et l'agriculture. Comité mixte FAO/OMS d'experts de la nutrition : *Rapport sur la 4e Session.*
— Organisation européenne pour la recherche nucléaire (C. E. R. N.) (Genève) : *Rapport annuel.*

(1) Paris, Masson, 1924-1925; 4 fasc. et 2 suppléments (1929-1939), 23 cm.

— Organisation mondiale de la santé. Oficina sanitaria panamericana (Washington) : *Publicaciones cientificas.*
— Orientation à la fonction internationale (Paris) : *Bulletin d'information; Revue* (*Orientations internationales*).
— Société internationale d'ethnopsychologie normale et pathologique : *Revue internationale* (Tanger).
— Union astronomique internationale : *Circular* (Leyde); *Quarterly Bulletin on Solar activity* (Zurich).
— Union géodésique et géophysique internationale : *Bulletin d'information* (London).
— Id. Association de volcanologie : *Bulletin volcanologique* (Napoli), B 2542².
— Union internationale de chimie pure et appliquée. XVᵉ Congrès (chimie analytique) : *Résumé des communications* (Lisboa).
— Union internationale de physique pure et appliquée : *Circulaire d'information* (Paris).
— Union internationale des sciences biologiques : *Publication* (*Série B*).
— Union internationale d'histoire des sciences : *Archives internationales d'histoire des sciences* (Paris).
— Union internationale pour la conservation de la nature et de ses ressources : *Bulletin.*
— Union internationale pour la protection de la nature : *Bulletin d'information* (Bruxelles).
— United Nations : *Weekly report* (New York) (*The chronicle of United Nations activities*).
— *Acier-Stahl-Steel, revue internationale des applications de l'acier* (Paris).
— **The physics and chemistry of solids.**

EUROPE.

France.

ANGERS. — Facultés catholiques de l'Ouest : *Revue.*
AUTUN. — Société éduenne des lettres, sciences et arts et Société d'histoire naturelle : *L'Eduen.*
BANYULS-SUR-MER. — Université de Paris. Laboratoire Arago : *Bulletin* (*Vie et Milieu*).
BESANÇON. — Université : *Annales scientifiques* (*Botanique, Chimie, Climatologie, Géologie, Physique, Zoologie et Physiologie*).
— Id. Observatoire : *Annales*, A 882ᴬ.
— *Annales françaises de chronométrie*, A 1096ᴬ.
BIARRITZ. — Centre d'études et de recherches scientifiques : **Bulletin.**
CHATILLON-SOUS-BAGNEUX. — Centre national de la Recherche scientifique. Institut de calcul Blaise Pascal : *Publications.*
CLERMONT-FERRAND. — Université. Observatoire du Puy-de-Dôme : *Bulletin*, O 94.
GRENOBLE. — Université : *Annales de l'Institut Fourier.*
LE MANS. — Société d'agriculture, sciences et arts de la Sarthe : *Bulletin*, B 1735.

LILLE. — Laboratoire d'astronomie : *Contribution.*

LYON. — *Encyclopédie vétérinaire périodique.*

MARSEILLE. — Faculté des sciences : *Annales*, A 310.

— Musée colonial : *Annales*, A 865.

MULHOUSE. — Société industrielle : *Bulletin trimestriel*, B 1634.

NANCY. — Académie de Stanislas : *Mémoires*, M 558.

— École nationale supérieure de géologie appliquée et de prospection minière de l'Université : *Science de la terre (Annales).*

NOGENT-SUR-MARNE. — Ministère de la France d'Outre-Mer. Direction de l'agriculture, de l'élevage et des forêts : *L'Agronomie tropicale; Annales du centre de recherches agronomiques de Bambey au Sénégal.*

PARIS. — Académie d'agriculture de France : *Comptes rendus hebdomadaires des séances*, B 1861.

— Académie de médecine : *Bulletin*, B 894; *Règlement et personnel*, R 305.

— Académie de pharmacie : *Annales pharmaceutiques françaises.*

— Académie des sciences : *Annuaire*, I 235; *Comptes rendus hebdomadaires des séances*, C 758.

— Amis des Musées de la Marine : *Neptune.*

— Association amicale des anciens élèves de l'École centrale des arts et manufactures : *Annuaire*, A 1280.

— Association amicale de secours des anciens élèves de l'École normale supérieure : [*Annuaire*], A 2386.

— Association amicale des anciens élèves de l'Institut national agronomique : *Annuaire*, A 1282^1.

— Association française de recherches et d'essais sur les matériaux et les constructions : *Journées d'extension (Mémoires du groupement pour l'Avancement des méthodes d'analyse des contraintes).*

— Association française pour l'avancement des sciences : *Annuaire*, A 1287; Voir *Revue générale des sciences pures et appliquées.*

— Bureau des Longitudes : *Annuaire*, A 1370; *Connaissance des temps ou des mouvements célestes à l'usage des astronomes et des navigateurs*, C 921; *Éphémérides nautiques ou extraits de la Connaissance des temps*, C 921.

— Bureau d'études géologiques et minières coloniales : *La chronique des mines d'outre-mer*, C 378^A.

— Id. Réunion de Nairobi : *Compte rendu et communication.*

— Centre d'information cuivre, laitons, alliages : *Cuivre, laitons, alliages.*

— Centre d'information des ingénieurs professionnels : *Technique appliquée.*

— Centre national de la Recherche scientifique : *Calendrier des réunions et Congrès internationaux prévus.*

— Id. Centre de documentation : *Bulletin signalétique.*

— Collège de France : *Annuaire*, A 1499.

— Comité d'études de défense nationale : *Revue de Défense nationale.*

— Comité électrotechnique français et Union technique de l'électricité : *Revue générale de l'Électricité*, L 183.

— Comité national français de géodésie et géophysique : *Comptes rendus.*

— Compagnie des lampes : *Mazda contact.*
— École normale supérieure : *Annales scientifiques*, A 1120.
— Institut d'astrophysique : *Contributions.*
— Institut de recherches de l'économie alimentaire. Section du riz : *Riz et Riziculture et cultures vivrières tropicales.*
— Institut de recherches du coton et des textiles exotiques : *Bulletin analytique; Coton et fibres tropicales.*
— Institut Henri Poincaré : *Annales*, A 870[A].
— Institut national de la Recherche agronomique : *Annales* (Série A : *Annales agronomiques*, A 869; Série B : *Annales de l'amélioration des plantes;* Série C : *Annales des épiphyties*, A 1090; Série D : *Annales de zootechnie;* Série E : *Annales de technologie agricole*).
— Institut océanographique : *Annales*, A 873.
— Institut Pasteur : *Annales*, A 874.
— Id. Bibliothèques : *Catalogue des périodiques et des Congrès.*
— Institut scientifique et technique des pêches maritimes : *Revue des travaux.*
— Laboratoire du Musée du Louvre : **Bulletin.**
— Laboratoire national de radioélectricité : *Notes préliminaires.*
— Météorologie nationale : *Annales des services météorologiques de la France d'Outre-Mer; Bulletin annuel du service météorologique de la Métropole et de l'Afrique du Nord; Mémorial*, M 677 *bis*[1].
— Ministère de l'Air : *Publications scientifiques et techniques.*
— Ministère de la Défense nationale : *Mémorial de l'Artillerie française*, M 677 *bis*; *Revue du Corps de santé militaire.*
— Ministère de la France d'Outre-Mer. Direction de l'agriculture, de l'élevage et des forêts : Voir NOGENT-SUR-MARNE.
— Ministère de l'Éducation nationale : *Bulletin officiel de l'Éducation nationale; L'Éducation nationale.*
— Ministère du Travail et de la Sécurité sociale. Direction des services de sélection : *Bulletin du Centre d'études et recherches psychotechniques.*
— Muséum national d'histoire naturelle : *Journal d'agriculture tropicale et de botanique appliquée; Mémoires; Notes et mémoires sur le Moyen-Orient.*
— Observatoire de Paris : *Bulletin astronomique*, B 854.
— Office national d'études et de recherches aéronautiques : *Notes techniques; Publications; La Recherche aéronautique.*
— Office de la Recherche scientifique et technique Outre-Mer : *Courrier des chercheurs.*
— Palais de la Découverte : *Conférences.*
— Préfecture de la Seine : *Annuaire statistique de la Ville de Paris et des Communes suburbaines de la Seine*, A 1618.
— Presses universitaires de France : *Bulletin trimestriel : Moisson de l'esprit.*
— Secrétariat d'État à la Marine : *Annuaire de la Marine*, A 1355.
— Service historique de la marine : *La revue maritime*, R 1025.
— Service hydrographique de la marine : *Avis aux navigateurs*, A 2647.
— Id. Comité central d'océanographie et d'études des côtes : *Bulletin d'information.*

— Société amicale de secours des anciens élèves et Société des amis de l'École polytechnique : *Annuaire des anciens élèves de l'École polytechnique.*
— Société astronomique de France : *L'Astronomie*, A 2471.
— Société chimique de France : *Annuaire; Bulletin*, S 413.
— Société de biologie et de ses filiales : *Comptes rendus des séances*, C 675.
— Société de chimie industrielle : *Chimie et Industrie*, C 342; *Énergie nucléaire; Génie chimique.*
— Société de chimie physique : *Journal de chimie physique et de physicochimie biologique*, J 368.
— Société de géographie : *Annales de géographie*, A 837.
— Société d'encouragement pour l'industrie nationale : *L'Industrie nationale* (*Comptes rendus et conférences*).
— Société de pathologie exotique et de ses filiales : *Bulletin*, B 1488.
— Société des anciens élèves des écoles nationales d'arts et métiers : *Arts et métiers*, A 1400 et B 2506.
— Société des ingénieurs civils de France : *Bulletin*, B 1537; *Mémoires*, M 583.
— Société de technique pharmaceutique : *Technique pharmaceutique.*
— Société française de physiologie végétale : *Bulletin.*
— Société française des électriciens : *Annuaire*, A 1412; *Bulletin*, B 1644.
— Société géologique de France : *Bulletin*, B 1619; *Compte rendu sommaire des séances*, C 767; *Mémoires*, M 535.
— Société mathématique de France : *Bulletin*, B 1658; *Liste des membres.*
— Station centrale d'hydrobiologie appliquée : *Annales.*
— Union sociale d'ingénieurs catholiques : *Écho* (*Responsables*), E 18.
— Union technique de l'électricité : Voir Comité électrotechnique français et Union technique de l'électricité.
— Université : *Livret de l'étudiant*, A 92.
— *Agriculture pratique* (*L'*).
— *Annales de chimie*, A 832.
— *Annales de physique*, A 832.
— *Annales des ponts et chaussées*, A 1473.
— *Anthropologie* (*L'*), M 129.
— *Bulletin des sciences mathématiques*, B 1843.
— *Corrosion et anti-corrosion.*
— *Documents d'actualité.*
— **Industries atomiques.**
— *Ingénieurs et techniciens.*
— *Journal de mathématiques pures et appliquées*, J 467.
— *Laboratoires* (*Laboratories*).
— *Mémorial des sciences mathématiques.*
— *Mémorial des sciences physiques.*
— *Nature* (*La*), N 52.
— *Nouvelles littéraires, artistiques et scientifiques* (*Les*).
— *Progrès médical* (*Le*), P 684.

— *Revue générale des sciences pures et appliquées et Bulletin de l'Association française pour l'avancement des sciences*, R 1362.

— *Technique moderne (La)*, T 50.

Poitiers. — Université : *Annales (Revue générale du Centre-Ouest de la France)*.

Rouen. — **Revue des Sociétés savantes de Haute Normandie.**

Strasbourg. — Université. Faculté des sciences. Institut de physique du globe : *Annales*.

— Id. Service de la carte géologique d'Alsace et de Lorraine : *Bulletin*, A 63; *Mémoires*, A 63.

Toulon. — Académie du Var : *Bulletin*, B 2526.

Toulouse. — Association d'études des moyens de lutte contre les fléaux atmosphériques : [*Brochure annuelle*].

— Observatoire astronomique et météorologique : *Annales*, A 891 ; *Rapport annuel*.

— Société de pharmacie : *Toulouse pharmaceutique*.

Troyes. — Société académique d'agriculture, des sciences, arts et belles-lettres du département de l'Aube : *Procès-verbaux des séances*.

Albanie.

Tirana. — Instituti i Shkencave : **Buletin per Shkencat natyrore.**

Allemagne.

Berlin. — Botanische Garten und Museum : *Willdenowia (Mitteilungen)*, N 263.

— Deutsche Akademie der Landwirtschafts Wissenschaften : *Sitzungsberichte*.

— Deutsche Akademie der Wissenschaften. Forschungs-Institut für Mathematik : *Mathematische Nachrichten; Zentralblatt für Mathematik und ihre Grenzgebiete*, C 167[A].

— Id. Klasse für Chemie, Geologie und Biologie : *Abhandlungen*.

— Id. Klasse für Mathematik und allgemeine Naturwissenschaften : *Abhandlungen*, M 944; *Sitzungsberichte*, B 192.

— Id. Klasse medizinische Wissenschaften : *Abhandlungen*.

Bonn. — Naturhistorische Verein der Rheinlande und Westfalen : *Verhandlungen (Decheniana)*, V 89.

Frankfürt a/Main. — Institut für angewandte Geodäsie : *Bericht über die Tätigkeit; Mitteilungen;* **Nachrichten aus dem Karten- und Vermessungswesen.**

Göttingen. — Akademie der Wissenschaften. Mathematisch-physikalische Klasse : *Nachrichten*, N 5.

Halle a/Salle. — Deutsche Akademie der Naturforscher (Leopoldina) : *Leopoldina*, L 67.

— Martin Luther Universität Halle-Wittenberg : *Wissenschaftliche Zeitschrift (Math.-natürwissenschaftliche Reihe)*.

Hannover. — Geologische Landesanstalt der Bundesrepublik Deutschland : *Beihefte zum geologischen Jahrbuch; Geologisches Jahrbuch*.

— Technische Hochschule : *Jahrbuch*.

HEIDELBERG. — Astronomische Rechen-Institut : *Astronomischer Jahresbericht.*

MAINZ. — Akademie der Wissenschaften und der Literatur : *Abhandlungen der mathematisch-natürwissenschaftlichen Klasse.*

— Ambassade de France. Services culturels : *Informations scientifiques résumées. Allemagne fédérale.*

MÜNCHEN. — Bayerische Akademie der Wissenschaften : *Jahrbuch*, J 28.

— Id. Deutsche geodätische Kommission : *Mitteilungen; Veröffentlichung (Reihe A. B.).*

— Id. Math.-natürwissenschaftliche Klasse : *Abhandlungen*, A 36; *Sitzungberichte*, J 122.

— Bundesministerium für Ernährung. Landwirtschaft und Forsten : *Schriftenreihe für Flurbereinigung.*

NEUSTADT (Schwarzwald). — Institut für Hirnforschung und algemeine Biologie : *Journal für Hirnforschung.*

POTSDAM. — Astrophysikalische Observatorium : *Publikationen*, P 815.

— Meteorologischer und hydrologischer Dienst der DDR. geomagnetische Institut und Observatorium Potsdam-Niemegk : *Abhandlungen; Erdmagnetisches Jahrbuch mit wissenschaftlichen Mitteilungen.*

Autriche.

WIEN. — Österreichische Akademie der Wissenschaften : *Almanach*, A 427.

— Id. Mathematisch-naturwissenschaftliche Klasse : *Anzeiger*, A 1930; *Denkschriften (Abhandlung)*, D 38; *Monatshefte für Chemie*, M 1105; *Sitzungsberichte*, S 358.

Belgique.

BRUXELLES. — Académie royale de Belgique. Classe des sciences : *Annuaire*, A 1271; *Bulletin*, B 895; *Mémoires*, M 450.

— Académie royale de médecine de Belgique : *Bulletin*, B 899; *Mémoires*, M 452.

— Académie royale des sciences coloniales. Classe des sciences naturelles et médicales : *Mémoires.*

— Id. Classe des sciences techniques : *Mémoires.*

— Institut pour la recherche scientifique en Afrique centrale : *Rapport annuel.*

— Institut des Parcs nationaux du Congo belge : *Exploration du Parc national Albert; du parc national de la Garamba; de l'Upemba.*

— Institut royal des sciences naturelles de Belgique : *Bulletin*, B 2016; *Mémoires*, M 676.

— Jardin botanique de l'État : *Bulletin*, B 1995; *Flore générale de Belgique.*

— Ministère des Colonies. Commission de géologie : *Carte géologique du Congo belge et du Ruanda Urundi (Légende générale).*

— Société belge de géologie, de paléontologie et d'hydrologie : *Bulletin*, B 1178.

— Société royale zoologique : *Annales*, A 988.

GAND. — Université : *Algemeen Programma der Leergangen; Plechtige opening der Leergangen.*

GAND. — *Archives internationales de pharmacodynamie et de thérapie*, A 2139.
GEMBLOUX. — *Mathesis*, M 146.
LIÈGE. — Société géologique de Belgique : *Annales* (*Bulletin*), M 534.
— Société royale des sciences : *Bulletin*, B 1738[A]; *Mémoires*, M 557.
LOUVAIN. — Société scientifique de Bruxelles : *Annales*, A 1101; *Revue des questions scientifiques*, R 1252.
UCCLE. — Institut royal météorologique de Belgique : *Contributions; Publications.*
— Observatoire royal de Belgique : *Annuaire*, A 1315; *Communications.*

Bulgarie.

SOFIA. — Académie bulgare des sciences : *Comptes rendus* (*Dokladi*); *Izvestia na bioulgarskata Akademia na naoukite* (*Otdelenie za fisiko-matematicheski i tecnitcheski nauk*).

Danemark.

AARHUS. — Université : *Acta Jutlandica.*
KØBENHAVN (COPENHAGUE). — Geodaetisk Institut : *Bulletin of the seismological station*, S 2403[1B]; *Skrifter* (*Mémoires*).
— Det Kongelige Danske Videnskabernes Selskab (Académie royale des sciences et des lettres) : *Biologiske Meddelelser*, D 13 et K 58[1]; *Biologiske Skrifter*, S 372; *Matematisk-fysiske Meddelelser*, K 59; *Matematisk-fysiske Skrifter.*
— Kommissionen for Videnskabelige Undersøgelser i Grønland : *Meddelelser om Grønland.*
— Societates mathematicæ daniæ, fenniæ, islandiæ, norvegiæ, svegiæ : *Mathematica Scandinavica.*

Espagne.

BARCELONA. — Institut d'estudies catalans : *Cartell de Premis.*
— Real Academia de ciencias y artes : *Memorias*, M 693; *Nomina del personal academico y anuario de la corporation.*
GRANADA. — Consejo superior de investigaciones cientificas. Patronato « Santiago Ramon y Cajal ». Universidad. Instituto nacional de parasitologia : *Revista iberica de parasitologia.*
MADRID. — Comision nacional de astronomia : *Publicacion.*
— Consejo superior de investigaciones cientificas. Patronato « Alfonso el Sabio ». Instituto de investigaciones geologicas « Lucas Mallada » : *Estudios geologicos.* — Id. Instituto « Jorge Juan » de matematica y Real Sociedad matematica española : *Gaceta matematica; Revista matematica hispano-americana.* — Id. Instituto nacional de geofisica : *Revista de geofisica.* — Voir Real Sociedad española de fisica y quimica.
— Id. Patronato « Alonso de Herrera ». Instituto botanico « Antonio Cavanilles » : *Anales* (*Anales del Jardin botanico de Madrid*).

— Id. Instituto de edafologia y fisiologia vegetal : *Anales de edafologia y fisiologia vegetal.*

— Id. Instit ıto « Jaime Ferran » de microbiologia : *Microbiologia española.*

— Id. Instituto « Jose Celestino Mutis » : *Farmacognosia.*

— Id. Id. Laboratorio de citogenetica : *Genetica iberica.*

— Id. Patronato « Diego Saavedra Fajardi ». Instituto de estudios africanos : *Archivos.*

— Id. Instituto « Juan Sebastian Elcano » : *Estudios geograficos.*

— Id. Instituto « Nicolas Antonio » : *Bibliotheca hispana.*

— Id. Patronato « Juan de la Cierva » de investigacion tecnica : *Revista de ciencia aplicada.*

— Id. Instituto del hierro y del acero : [*Publication*].

— Id. Instituto nacional de racionalizacion del trabajo : *Revista.*

— Id. Instituto tecnico de la construccion y del cemento : *Informes de la construccion.*

— Id. Patronato « Santiago Ramon y Cajal ». Instituto de ciencias naturales « Jose de Acosta » : *Boletin de la Real Sociedad española de historia natural* (*Actas : Seccio biologica, geologica*), A 691.

— Id. Instituto de medicina experimental : *Archivos de medicina experimental.*

— Id. Instituto español de entomologia : *Eos, revista española de entomologia; Graellsia, revista de entomologos españoles.*

— Observatorio astronomico : *Anuario*, A 1908.

— Real Academia de ciencias exactas, fisicas y naturales : *Memorias*, M 692 et 690^A; *Revista*, R 755.

— Real Sociedad española de fisica y quimica : *Anales* (A : *Instituto de fisica;* B : *Instituto de quimica*), A 689.

— Real Sociedad española de historia natural : Voir Patronato « Santiago Ramon y Cajal ». Instituto de ciencias naturales « Jose de Acosta ».

San Fernando (Cadiz). — Instituto y Observatorio de marina : *Almanaque nautico*, A 555.

Valencia. — Consejo superior de investigaciones cientificas. Patronato « Santiago Ramon y Cajal ». Instituto nacional de ciencias medicales : *Archivos español de morfologia.*

Zaragoza. — Consejo superior de investigaciones cientificas. Patronato « Juan de la Cierva » de investigacion tecnica. Instituto del combustible : *Combustibles.*

Finlande.

Helsinki. — Geofysiikan Seura (Geophysical Society of Finland) : *Geophysica.*

— Meruntutkimuslaitoksen (Havsforskinstitutet) : *Julkaisu* (*Skrift*), M 735^1.

— Societas geographica fenniæ : *Acta geographicae; Fennia*, F 32.

— Societas scientiarium fennica (Finska Vetenskaps Societeten) : *Arsbok-Vuosikirja*, S 395^1.

— Suomalaisen Tiedeakatemia (Academia scientiarum fennica) : *Annales* (*Toimituksia*), S 750; *F. F. Communications; Sitzungsberichte der finnischen Akademie der Wissenschaften* (*Proceedings*), S 352.

— Id. Geophysikalische Observatorium : *Veröffentlichungen.*

OTANIEMI. — Geologinen Tutkimuslaitos : *Bulletin de la Commission géologique de Finlande*, B 1093 *bis; Suomen geologinen Kartta.*

Grande-Bretagne.

BIRMINGHAM. — Natural history and philosophical Society : *Proceedings*, P 525.

CAMBRIDGE. — Observatories : *Reprints.*

— Philosophical Society : *Biological Reviews*, P 536[1]; *Proceedings*, P 536.

— University : *Report of the Observatories syndicate*, C 48.

CRAWLEY. — *Vacuum.*

EDINBURGH. — Royal Society : *Proceedings*, P 602; *Transactions*, T 402; *Year Book.*

— Royal Physical Society : *Proceedings*, P 601.

GLASGOW. — University : *Calendar*, G 358.

HAILSHAM. — Nautical Almanac Office : *The nautical almanac and astronomical ephemeris*, N 73.

— Royal Greenwich Observatory : *Astronomical results from observations made at the Royal Observatory; Observations made at the Royal Observatory*, A 2460; [*Publications*]; *Report of the astronomer Royal to the Board of visitors*, R 429.

— Voir CAPE OF GOOD HOPE.

HARPENDEN. — Rothamsted experimental Station : *Report*, B 507[1A]; *Reprints; Rothamsted Memoirs.*

LONDON. — British aluminium Company : *Light metals Bulletin.*

— Chemical Society : *Journal*, M 601.

— Geological Society : *Proceedings*, P 550; *Quarterly Journal*, Q 11.

— Institution of electrical Engineers : *Science abstracts* (A : *Physics abstracts;* B : *Electrical Engineers Abstracts*), S 180.

— Institution of mechanical Engineers : *The Chartered mechanical Engineer.*

— Linnean Society : *Journal* (*Botany*, *Zoology*), J 838; *Proceedings*, P 565.

— Meteorological Office : *Geophysical Memoirs*, M 783; *Monthly Weather Report*, M 781; *The Observatorie's Yearbook; Professional Notes*, M 784.

— Mond Nickel Company : *The Nickel bulletin.*

— Royal astronomical Society : *Memoirs*, M 608; *Monthly Notices*, M 1256. *Occasional Notes.*

— Royal geographical Society : *Geographical Journal*, C 231.

— Royal Society : *Biographical Memoirs of fellows; Notes and Records; Philosophical Transactions*, P 225; *Proceedings*, A 72; *Year Book*, Y 20.

— Royal Society of Medicine : *Proceedings*, P 603.

— Science Museum Library : *List of accessions to the Library*, S 207 *bis*[A].

— *Electrical Review.*

— *Endeavour.*

— **The international Journal of applied radiation and isotopes.**
— *Nature*, N 51.
— *Progress.*
Long Ashton. — University of Bristol. Agricultural and horticultural Research Station (The National fruit and cider Institute) : *The annual Report.*
Manchester. — Literary and philosophical Society : *Memoirs and Proceedings*, M 627.
Oxford. — *Oxford economic papers.*
Rainham. — *Murex Review.*
Sandwich. — *Petbow Magazine.*
Teddington. — National physical Laboratory : *Notes on applied science; Proceedings of Symposium; [Publications]; Report of the year*, N 26.
Wormley. — National Institute of Oceanography : *Discovery Reports*, D 222^A.
— National oceanographic Council : *Annual Report.*

Grèce.

Athènes. — Académie d'Athènes : *Praktika*, P 398².
— National Observatory : *Bulletin of the Astronomical Institute; Reprint.*

Hongrie.

Budapest. — Bolyai János matematikai társulat (Société mathématique Jean Bolyai) : *Matematikai Lapok.*
— Institut de recherches de ressources hydrauliques : *Vizügyi Közlemények (Revue d'hydraulique).*
— Magyar Tudomanyos Akademia (Academie scientiarum hungaricæ) : *Acta agronomica; Acta biologica; Acta chimica; Acta geologica; Acta mathematica; Acta medica; Acta morphologica; Acta physica; Acta physiologica : Acta technica; Acta veterinaria; Magyar Tudomány.*
Szeged. — Université. Institut Bolyai : *Acta scientiarum mathematicarum*, A 125^A.

Irlande.

Dublin. — Royal Dublin Society : *The scientific Proceedings*, J 845.
— Royal Irish Academy : *Proceedings*, P 600.

Italie.

Bologne. — Osservatorio astronomico universitario : *Pubblicazioni*, P 784 *bis.*
Catania. — Accademia giœnia di Scienze naturali : *Bolletino delle sedute.*
Citta' del Vaticano. — Specola astronomica Vaticana : *Ricerche astronomiche.*
— Id. Laboratorio astrofisico : *Ricerche spettroscopiche.*
Firenze. — Istituto geografico militare : *Bollettino di geodesia e scienze affini; l'Universo*, U 202.

MESSINA. — Societa Peloritana di scienze fisiche, matematiche e naturali : *Atti*, A 2553.

MILANO. — Istituto lombardo di scienze e lettere : *Memorie*, M 705 *bis; Rendiconti*, R 175.

— Società italiana di chemioterapia : *Giornale italiano di chemioterapia.*

— Società lombarda di scienze mediche e biologiche : *Atti*, A 2567 et A 2566^A.

— *Giornale di microbiologia.*

MODENA. — Accademia di scienze, lettere ed arti : *Atti e memori*, M 710.

— Università. Osservatorio geofisico : *Pubblicazioni*, P 783.

NAPOLI. — Società italiana di biologia sperimentale : *Bollettino*, 618^1.

— Società nazionale di scienze, lettere ed arti : *Rendiconti dell'Accademia delle scienze fisiche e matematiche*, R 332.

— Università. Facolta di medicina veterinaria : *Acta medica veterinaria.*

PADOVA. — Università : *Rendiconti del Seminario matematico*, R 329^B.

— *Acta medica patavina* (*Archivio di medicina generale*).

PALERMO. — Accademia di scienze, lettere ed arti di Palermo : *Atti*, A 2539.

— Circolo matematico : *Rendiconti*, R 329.

PISE. — Università. Facolta d'Ingegneria : *Pubblicazioni*, R 177 *bis*^{1}.

ROMA. — Accademia nazionale dei Lincei : *Annuario*, A 1851 ; *Atti* (*Memorie, Rendiconti*), A 2546.

— Consiglio nazionale delle Ricerche : *La Ricerca scientifica*, B 567^A.

— Istituto superiore di Sanità : *Rendiconti.*

— Ministero dell' agricoltura e delle foreste. Direzione generale della produzione agricola : *Annali della sperimentazione agraria*, A 1448^A.

— Organisation des nations unies pour l'alimentation et l'agriculture (F. A. O.) : Voir **Publications des Institutions internationales.**

TORINO. — Accademia delle scienze : *Atti*, A 2547.

TRIESTE. — Istituto sperimentale talassografico : *Pubblicazioni.*

— Osservatorio geofisico : *Pubblicazioni.*

VENEZIA. — Centro studi talassografici del Consiglio nazionale delle ricerche : *Archivio di oceanografia e limnologia.*

— Istituto di biologia marina per l'Adriatico : *Nova thalassia.*

— Istituto veneto di scienze, lettere ed arti : *Atti*, A 2571.

Luxembourg.

LUXEMBOURG. — *Journal officiel de la communauté européenne du charbon et de l'acier.*

Monaco.

MONACO. — Institut océanographique : *Annales; Bulletin*, B 2015.

Norvège.

BERGEN. — Geophysical Commission : *Annual Report.*

— Norske Institutt for kosmisk fysikk : *Publikasjoner*, P 882[A].

— Université : *Årbok* (*Naturvilenskapeleg rekke*); *Årsmelding; Publikasjoner;* (*Generalregister* 1825-1948).

BLINDERN (OSLO). — Université. Matematisk Institutt : *Nordisk matematisk Tidskrift.*

OSLO. — Norske ingeniørforening og den polytekniske forening : *Teknisk Ukeblad*, T 65.

— Norske videnskaps-Akademi : *Astrophysica Norvegica*, A 2490[1A]; *Geofysiske Publikasjoner*, G 221 *bis; Scientific results of the norwegian antarctic expeditions.*

— Norske meteorologiske Institutt : *Norsk meteorologisk Årbok*, N 214.

Pays-Bas.

AMSTERDAM. — Koninklijke Nederlandse Akademie van Wetenschappen : *Jaarboek; Proceedings* (Séries A, B, C), K 81 ; *Verhandelingen*, V 25.

— Wiskundig Genootschap : *Nieuw archief voor Wiskunde; Wiskundige opgaven met de oplossingen.*

— *Excerpta medica* (Section II : *Physiology, Biochemistry and Pharmacologyt* Section XVI : *Cancer*).

— *Physica* (Série IV A des *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles*), P 304[B].

DE BILT. — Koninklijk Nederlands meteorologische Instituut : *Overzicht der meteorologische Waarnemingen.*

DEN HELDER. — Société néerlandaise de zoologie : *Archives néerlandaises des sciences exactes et naturelles* (Série IV B) : *Archives néerlandaises de zoologie*, A 2184[B].

LEIDEN. — University. Kamerlingh Onnes Laboratory : *Communications*, C 606.

'S GRAVENHAGE. — Commissie voor hydrologisch onderzoek TNO (Section TNO des recherches hydrologiques) : *Verslagen en mededeelingen* (*Comptes rendus et communications*).

Pologne.

KRAKOW (CRACOVIE). — Académie polonaise des sciences et des lettres (Polska Akademija Umiejetnesci) : *Katalog wydawnictw.*

— Société botanique de Pologne : *Fragmenta floristica et geobotanica.*

— Société géologique de Pologne : *Rocznik polskiego Towarzystwa geologicznego* (*Annales*), R 1704[2].

LODZ. — Université : *Prace z historii myśli społecznej i z badań społeczneyh.*

LUBLIN. — Université Marie Curie-Sklodowska : *Annales.*

POZNAN. — Panstowe Wydawnictwo naukowe : *Studia i materialy do Dziejow wielkoposki i Pomorza.*

— Poznanskie Towarzystwo Przyjaciol nauk (Société des amis des sciences et des lettres) : *Bulletin*, B 1526[A]; *Prace komisji biologicznej; Prace komisji matematyczno-przyrodniczej; Prace komisji medycyny doswiadczalnej; Sprawozdania; Wydzial matematyczno-przyrodniczej.*

— Université : *Spis wykładow.*

Torun. — Société scientifique : *Studia Societatis scientiarum Torunensis.*

Warszawa. — Centralny Instytut dokumentacji naukowo techniczny (Institut central de documentation technique et scientifique) : *Polish technical abstracts.*

— Instytut Polsko-Radziecki : *Sovietica w polsce, Kwartalny przeglad bibliograficzny.*

— Panstwowy Instytut hydrologiczno-meteorologiczny (Institut hydrologique et météorologique de Pologne) : *Bulletin du service hydrologique et météorologique* (*Wiadomosci słuzby hydrologicznej i meteorologicznej*), P 31^{B}; *Roczniki* (*Annuaire*) (*fenologiczny*), R 1704^{1A}.

— Polska Akademia nauk (Académie polonaise des sciences) : *Bulletin* (Classes I, II, III); *Odrodzenie w Polsce* (II. *Historia nauki*); *Osrordek bibliografii i documentacji naukovey* (*Polska bibliografia analityczna*); *Quarterly Review of publications; The Review of the Polish academy of sciences; Zeszyty problemowe nauki polskiej.*

— Id. Instytut biologii doswiadczalnej im. M. Nenckiego : *Osrodek bibliograficzno-dokumentacyjny przy biblioteca; Polskie archiwum hydrobiologii.*

— Id. Instytut fiziki : *Acta Physica polonica.*

— Id. Instytut historii Kultury materialnej : *Kwartalnik historii kultury materialnej.*

— Id. Instytut podstawowych problemow techniki : *Materialy z konferencji techniki ultradzwiekowej.*

— Id. Instytut matematyczny : *Colloquium mathematicum; Studia mathematica; Zaslosowania matematyki.*

— Id. Komitet nauk medycznych : *Rozprawy komitetu nauk medycznych.*

— Id. Polskie Towarzystwo matematyczne : *Monografie matematyczne.*

— Polski zwiazek entomologiczny : *Klucze do oznaczánia owadow polski.*

— Polskie Towarzystwo botaniczne (Société botanique de Pologne) : *Acta societatis botanicorum poloniae*, A 134^{1}.

— Polskie Towarzystwo przyrodnikow im. Kopernika : *Zeszyty problemowe « kosmosu ».*

Wroclaw. — Polski zwiazek entomologiczny (Société polonaise des entomologistes) : *Polskie pismo entomologiczne* (*Bulletin entomologique de la Pologne*).

Portugal.

Coimbra. — Universidade. Observatorio astronomico : *Efemerides astronomicas*, E 303.

Lisboa. — Faculdade de ciências : *Portugaliae physica.*

— Serviços geologicos de Portugal : *Communicacões;* [*Publications*].

— *Portugaliae mathematica.*

Setubal. — *A prévisâo do tempo.*

Roumanie.

Bucuresti. — Academia Republicii populare romine : *Analele Academiei republicii populare romine; Buletin stiintific* (*Sectia de biologie şi stiinte agricole; de stiinte*

biologice, agronomice, geologice și geografice; de stiinte matematice și fizice; de stiinte medicale; seria geologie, geografie, biologie, stiinte tehnice si agricole); Comunicarile; Fauna Republicii populare romine; Flora Republicii populare romine; **Monografii de tehnica**; *Probleme de cardiologie;* **Probleme de geografie**; *Probleme de reumatologie;* **Revue de biologie**; **Revue de chimie**; **Revue de mathématiques pures et appliquées**; **Revue de mécanique appliquée**; **Revue de physique**; **Revue des sciences médicales**; *Studii și cercetari de chimie; Studii și cercetari stiintifice.*

— Id. Biblioteca : *Seria de bio-bibliografii;* **Studii și cercetari de bibliologie.**

— Id. Centrul de cercetari metalurgica : **Studii și cercetari de metalurgie.**

— Id. Institutul de cercetari agronomica : [*Publications*].

— Id. Institutul de documentare tehnica : *Documentare tehnica.*

— Id. Institutul de endocrinologie (Prof. C. I. Parhon) : *Studii și cercetari de endocrinologie.*

— Id. Institutul de energetica : **Revue d'électrotechnique et d'énergétique**; *Studii și cercetari de energetica.*

— Id. Institutul de fizica : **Studii și cercetari de fizica.**

— Id. Institutul de fiziologie normale și patologica : **Studii și cercerari de fiziologie**; *Studii și cercetari de fiziologie și neurologie.*

— Id. Institutul de inframicrobiologie : **Studii și cercetari de inframicrobiologie**, puis *Studii și cercetari de inframicrobiologie, microbiologie și parasitologie.*

— Id. Institutul de matematica : *Studii și cercetari matematice.*

— Id. Institutul de mecanica aplicata : *Studii și cercetari de mecanica aplicata.*

— Id. Institutul de metalurgie și mecanica aplicata : **Studii și cercetari de mecanica și metalurgie.**

— Id. Institutul de neurologie I. P. Pavlov : **Studii și cercetari de neurologie.**

— Id. Institutul de terapeutica : *Probleme de terapeutica.*

— Id. Observatorului diu Bucuresti : *Anuarul.*

Cluj. — Academia Republicii populare romine. Filiala Cluj : *Studii și cercetari stiinfice.*

Jasi. — Id. Filiala Jași : *Studii și cercetari stiintifice.*

— Institutul politehnic din Jași : *Buletinul.*

Timisoara. — Academia Republicii populare romine. Baza de cercetari stiintifice : **Studii și cercetari stiintifice.**

Suède.

Göteborg. — Kungl. Vetenskaps-och Vitterhets-Samhälles : *Bihang*, B 330[A]; *Handlingar*, G 374; *Reports of the Swedish Deep-sea expedition* 1947-1948.

Lund. — Université : *Lunds Universitets Årsskrift*, A 141.

Stockholm. — Fondation Nobel : *Les prix Nobel*, P 483.

— Kungl. Svenska Vetenskapsakademien : *Arkiv för Botanik*, B 331 ; *Arkiv för Fysik*, B 331 ; *Arkiv för Geofysik*, B 331 ; *Arkiv för Kemi*, B 331 ; *Arkiv för Matematik*, B 331 ; *Arkiv för Zoologi*, B 331 ; *Årsbok*, K 67; *Avhandlingar i naturskyddsärenden; Handlingar*, S 775; *Skrifter i naturskydasärenden*, K 67[1].

— Observatorium : *Annaler (Astronomiska iakttagelser och undersökningar a Stockholms Observatorium)*, A 2490.

— Sveriges geologiska Undersökning : *Årsberättelse; Avhandlingar och Uppsalser (Årsbok)*, S 776 *bis; Kartblad.*

— *Acta mathematica*, A 126.

Uppsala. — Geological Institution : *Bulletin*, B 2364.

— Läkareförening : *Förhandlingar (Acta Societatis medicorum Upsaliensis)*, U 212.

— Regiæ Societatis Scientiarum Upsaliensis (Kungl. Vetenskaps-Societeten) : *Årsskrift*, A 2324.

— Université : *Inbjudan till de hogtidligheter med vilka.*

— Id. Meteorologiska Institutionen : *Meddelande.*

— Id. Observatoire météorologique : *Bulletin mensuel*, B 2318; *Observations séismographiques*, O 81.

— *Zoologiska Bidrag från Uppsala*, Z 218.

Suisse.

Bâle. — Société de chimie helvétique : *Helvetica chimica acta*, H 52.

Berne. — Bibliothèque nationale suisse : *Bibliographia scientiæ naturalis helvetica*, B 244[2].

— Naturforschende Gesellschaft in Bern : *Mitteilungen*, M 1039.

Genève. — Observatoire : *Publications*, O 29.

— Société de physique et d'histoire naturelle : *Archives des sciences*, B 313.

— *Enseignement mathématique (L')*, E 278.

— *Journal de chimie physique.* Voir Paris : Société de chimie physique.

Lausanne. — Société vaudoise des sciences naturelles : *Bulletin*, B 1862.

Zurich. — Eidgenössiche Sternwarte. International Astronomical Union : Voir **Publications des Institutions internationales.**

— Schweizerische meteorologische Zentralanstalt : *Annalen*, S 165.

— Société helvétique des sciences naturelles : *Mémoires*, D 37 et N 109.

Tchécoslovaquie.

Bratislava. — Slovenska Akademie věd a umeni (Academia scientiarum et artum slovaca) : *Biologia; Bratislavské lekarske listy; Ceskoslovenska onkologia; Chemiké zvesti; Geograficky casopis; Geologicky sbornik; Matematicko-fysikalny časopis; Naša veda; Pol'nohospodarstvo; Strojno-elektro-technicky časopis; Vodohospodarsky Časopis.*

Brno. — Académie tchécoslovaque des sciences : *Prace Brněnské základny Československé akademie věd (Acta academiæ scientiarum čechoslovenicæ basis Brunensis).*

— Université Masaryk. Faculté de médecine : *Scripta medica*, P 835[2].

— Id. Faculté des sciences : *Publications (Spizy)*, S 558.

— Vysokà škola veterinarna : *Spisy vysoke školy veterinarni* (*Travaux des hautes études vétérinaires*).

— Vysokà škola žemědělskà (Faculté d'agriculture) : *Sbornik vysoké školy zemědělskéa lesnické Faculty v Brně* (*Acta universitatis agriculturæ et sylviculturæ*).

PRAHA. — Ceskoslovenska Akademie ved (Académie tchèque des sciences) : *Collection of czechoslovak chemical communications; Czechoslovak Journal of physics; Czechoslovak mathematical Journal; Rozpravy*, R 1740; *Vědeckà kniha.*

— Id. Astronomical Institutes of Czechoslovakia : *Bulletin.*

— Id. Geofysikàlni Ustav : *Bulletin séismique des stations séismologiques tchécoslovaques; Geofysikalni Sbornik* (*Travaux géophysiques*); *Vysledky geomagnetickych mereni na observatori pruhonica u Prahy.*

— Id. Observatoire national : *Publikace*, P 833[1].

Turquie.

ANKARA. — Université. Faculté des sciences : *Communications.*

ISTANBUL. — Teknik Üniversitesi : *Bülteni.*

— Turkish physical Society : (*Bulletin*) *Türk fizik Dernegi Bülteni.*

— Université. Faculté des sciences : (*Revue*) *Istanbul üniversitesi fen fakültesi mecmuasi*, I 384[B].

Union des Républiques Soviétiques Socialistes.

ALMA ATA. — Académie des sciences du Kazatkhstan. Institut d'astrophysique : *Iszvestia astrofizitcheskogo Instituta.*

BAKOU. — Académie des sciences d'Azerbaidjan : *Doklady; Izvestia.*

— Université d'Azerbaidjan : *Outchenye zapiski.*

ERIVAN. — Académie arménienne des sciences : *Doklady; Izvestia* (*biologitcheskie i cel'skokhokziäistvennie nauk; Obchestvennie nauk; seria fiziko-matematitcheskikh, estestvennik i tekhnitcheskikh nauk*); *Soobchenia biourakanskoi Obser vatorii.*

GORKI. — Ministerstvo vischego obrazovania SSSR. Radiofizitcheskii Fakultet-Institut physicotechnique de recherches scientifiques : *Outchenie zapisk. Gor'kovskijo gosoudarstvenniji Universitet; Troudy Gor'kovskogo Issledovaitel'skogo fiziko-tekhnitcheskogo Institouta i radiofizitcheskogo fakoul'teta GGU-*

KASAN. — Université V. I. Oulianova-Lenine. Astronomitcheskoi Observatori im V. P. Engeligardta : *Izvestia; Outchenie zapiski* (*Bioulletini*), O 270 et I 405.

KHARKOV. — Kharkovski gosoudarstvenny universitet imeni H. M. Gorgoko. Observatoire astronomique : *Cirkular Astronomitcheskoi observatorii.*

KIEV. — Académie des sciences de l'Ukraine : **Avtomatika**; **Avtomatitcheskaia Svarka**; **Dopovidi**; **Oukrainskii fizitchnii Journal**; **Oukrainskii khimitcheskii Journal**; *Prikladnaia mekhanika; Visnik.*

— Id. Institut de biochimie : *Oukrains'kii biokhimitchnii Journal.*

— Id. Institut de botanique : *Flora U. R. S. S.; Oukrains'kii botanitchnii Journal.*

— Id. Institut mathématique : *Oukrainskii matematitcheskii Journal.*

— Id. Institut de microbiologie : *Microbiologitchnii Journal.*
— Id. Institut de physiologie : *Fiziologitchnii Journal.*
— Id. Institut des sciences géologiques : *Geologitchnii Journal.*
— Id. Jardin botanique : *Troudy botanitcheskogo Sada.*
— Id. Poltavskaïa gravimetritcheskoï Observatoraia : *Troudy.*
— Glavnoï astronomitcheskoï Observatorii : **Izvestia.**
— Université. Observatoire astronomique : *Publikatsii Kievskoï astronomitcheskoï Observatorii.*

LENINGRAD. — Académie des sciences. Voir MOSCOU.
— Akademia sel'skokhoziaistvennykh nauk im. V. I. Lenina : *Doklady.*
— Id. Vsesoiouznyï Institut rastenievodstva : *Troudy po prikladnoi botanikai genetike i selktsii.*
— Gornogyï Institut [Institut des mines] : *Kristallografia; Zapiski.*
— Université : *Vestnik Leningradskogo Ouniversiteta* (*Biologii; fiziki i khimii; geologii i geografii; matematikii, mekhanikii i astronomii*).
— Université Yvanova : [*Publications*].
— Id. Biologo potchvenii Fakultet : *Outchenie zapiski* (*Série des sciences biologiques; des sciences géologiques*).
— Id. Institut de mathématique et mécanique : *Outchenie zapiski.*
— Id. Institut de physique : *Outchenie zapiski.*

LVOV. — L'voskii gosoudarstvennyi Ouniversitet imeni Ivana Franko. Astronomitcheskaïa Observatoria : *Cirkular.*
— Id. L'voskoe geologitcheskoe obtchestvo : *Mineralogitcheski Sbornik.*

MINSK. — Académie des sciences de Bielorussie : *Vestsi : Izvestia* [*Publications*].
— Id. Institut energetiki : *Troudy.*
— Id. Institut geologitcheskikh nauk : *Paleontologia i stratigrafia SSSR.*
— Id. Institut Lesa : [*Publications*]; *Sbornik nautchnikh rabot.*
— Id. Institut melioratsii vodnogo i bolotnogo khoziaistva : *Troudy.*
— Id. Institut movaznaoustva : *Pratsy.*
— Id. Institut sotcialistitcheskogo seliskogo khoziaistva : *Sbornik nautchnik Troudov.*
— Id. Institut Torfa : *Troudy.*

MOSCOU. — Académie d'économie rurale (Vsesoiouznoï ordena Lenina Akademii sel'skokhoziaystvennikh nauk imeni V. I. Lenina) : *Doklady.*
— Académie des sciences de l'U. R. S. S. : *Akoustitcheskii Journal*, *Astronomitcheskii Journal*, R 1720; **Atomnaia energia**; *Avtomatika i telemekhanika;* **Biofizika**; *Biokhimia; Doklady*, C 628; *Fiziologia Rastenii; Fiziologitcheskii Journal*, R 1721^A; **Geokhimia**; *Izvestia* (*Otdelenie, khimitcheskikh nauk, tekhnitcheskikh nauk; Seria biologitcheskaia, fizitcheskaia, geografitcheskaia, geofizitcheskaia, geologitcheskaia, matematitcheskaia*); *Journal analititcheskoi khimii; Journal eksperimentalnoi i teoretitcheskoi fiziki; Journal fizitcheskoi khimii;* **Journal nautchnoi i prikladnoi fotografii i kinematografii**; **Journal neorganitcheskoi khimii**; *Journal obtchei biologii; Journal obtchei khimii; Journal prikladnoi khimii; Journal tekhnitcheskoi fiziki; Journal vyschei nervnoi deiatel'nosti imeni I. P. Pavlova; Kolloidnyi Journal;* **Kristallografia**; *Mate-*

matitcheskii Sbornik, R 225; *Microbiologia;* **Optika i spektroskopia**; *Ouspekhi fizitcheskikh nauk; Ouspekii khimii; Ouspekhi matematicheskikh nauk; Ouspekhi sovremennoi biologii; Potchvovedenie;* **Pribory i tekhnika eksperimenta**; *Priroda*, P 479[1A]; **Radiotekhnika i elektronika**; *Referaty naoutchno-issledsvatel'skikh rabot* (*Otdelenie biologiicheskikh nauk*); *Sovetskaia etnografia;* **Teoria veroiatnosteï i ee primenania**; *Vestnik* (*Nouvelle*); *Zoologitcheskii Journal*, R 1612[1].

— Id. Bureau astronomique : *Astronomitcheskii cirkuliar.*

— Id. Conseil astronomique : *Peremennye zvezdy.*

— Id. Institut d'astronomie théorique : *Astronomitcheskii ejegodnik SSSR na* 1959; *Bioulletenij instituta teoretitcheskoï astronomii; Ephemeridy malykh planet; Pokrytie zvezd lounoiou; Troudy.*

— Id. Institut d'automatique et télémécanique : *Avtomatika i telemekhanika.*

— Id. Institut de botanique Komarov : [*Publications*].

— Id. Institut de mécanique : *Prikladnaia matematika i mekhanika.*

— Id. Institut d'informations scientifiques : *Referativnyi Journal* (*Astronomia-geodesia; biologia;* **elektrotekhnika**; *fizika;* **geografia**; *geologia-geografia; khimia; machinostroenié; matematika; mekhanika; metallurgia.*)

— Id. Institut d'optique : *Optika v voennom dele.*

— Id. Institut paléontologique et des sciences géologiques : *Troudy paleontologitcheskogo Instituta.*

— Id. Société entomologique : *Revue d'entomologie de l'U. R. S. S.* (*Entomologitcheskoe obozrenie*).

— Id. Société panunioniste de botanique : *Botanitcheskii Journal.*

— Id. Société panunioniste de géographie : *Izvestia vsesoiouznogo geografitcheskogo Obtchestva.*

— Id. Société panunioniste de minéralogie : *Zapiski vsesoiouznogo mineralogitcheskogo Obtchestva.*

— Id. Société moscovite des scrutateurs de la nature : *Bioulleten' moskovskogo Obtchestva ispytatelei prirody* (*Otdel geologitcheskii, biologitcheskii*).

— Académie des sciences médicales (Akademia meditsinkikh nauk SSSR) : *Vestnik.*

— Ministerstvo zdravookhranenia SSSR i RSFSZ (Ministère de la Santé publique) *Sovetskaia meditsina; Sovetskoe zdravookhranenie; Khirourgia.*

— Id. Khirourgitcheskœ obchestvo pirogova : *Vestnik Khirourgii.*

— Université : *Vestnik moskovskogo Universiteta.*

Odessa. — Universitet I. I. Metchnikov. Astronomitcheskaïa Observatoria : *Izvestia.*

Poulkovo. — Académie des sciences de l'U. R. S. S. Glavnaia astronomitcheskaia Observatoria : *Izvestia; Katalog slabykh zvezd; Tablitsi refraktsii; Troudy;* [*Publications*].

Riga. — Académie des sciences de Lettonie : *Latvijas psr zimnatnu akademijas Vestis* (*Izvestia*).

— Id. Institut de chimie : [*Publications*].

— Id. Institut d'énergétique et électrotechnique : *Voprosy energetiki.*

— Id. Institut des problèmes forestiers : *Troudy Institouta lesokoziaistvennykh problem.*

STALINABAD. — Académie des sciences de l'U. R. S. S. Filiale du Tadjikstan. Observatoire astronomique : *Bioulleten' Stalinabadskoï astronomitcheskoï Observatorii.*

SVERDLOVSK. — Académie des sciences de l'U. R. S. S. Filiale de l'Oural : *Fizika metallov i metallovedenie.*

TALLINN. — Académie des sciences de l'Esthonie : *Toimetised (Izvestia); [Publications].*

— Id. Institut de botanique et de zoologie : *Eesti NSV Flora.*

— Id. Institut de géologie : *Troudy Institouta geologii.*

— Id. Institut de la construction et des matériaux : *Slantsezolinie materialy v stroitelystve (Troudy).*

— Id. Institut d'élevage et d'art vétérinaire : *Sbornik naoutchnykh Troudov.*

— Id. Institut de médecine expérimentale et clinique : *Voprosy gigieny.*

— Id. Société des curieux de la nature : *Loodusuurijate seltsi aastaraamat (Annuaire) (Ejegodnik obtchestva estestvoispitatelei).*

TARTU. — Académie des sciences de l'Esthonie. Observatoire astronomique de Tartu : *Publikatsioonid,* O 26.

— Id. Institut physique et astronomique : *Troudy instituta fiziki i astronomii.*

TASHKENT. — Tashkentskaia astronomitcheskaia observatoria : *Cirkouliar.*

TBILISI (TIFLIS). — Académie des sciences de Géorgie : *Soobchenia (Communications).*

— Id. Institut de botanique : *Troudy Tbilisskogo botanitcheskogo Instituta,* T 440^{A}; *Notulae systematicae ac geographicae Instituti botanici Thbilissiensis.*

— Id. Institut de mathématiques A. M. Razmadze : *Troudy Tbilisskogo matematitcheskogo Institouta.*

— Id. Institut de zoologie : *Troudy.*

VILNO. — Académie des sciences de Lithuanie. Institut de médecine expérimentale : *Troudy (Serie B : Fizica-matematika).*

Yougoslavie.

BEOGRAD. — Académie serbe des sciences. Srpska akademija nauk : *Bulletin (classe des sciences médicales),* A 101^{A}; *Glas (Comptes rendus) (classe des sciences médicales),* G 354 *bis; Glasnik,* G 367; *Godichniak (Annuaire),* G 367; *Posebna izdania (Monographie) (classes des sciences mathématiques et naturelles; des sciences médicales; Institut de géographie; de mathématique, de recherches médicales); Sbornik Radova (Recueil de travaux) (Institut de géographie).*

— Id. Institut mathématique : *Publications.*

— Id. Id. Astronomsko-Numeritchka Sektsija matematitchkog Instituta : *Zbirka astronomsko-numeritchkikh Radova.*

— Id. Observatoire astronomique : *Bulletin,* B 1027^{1A}.

— École technique supérieure : *Zbornik elektrotekhnitchkog Fakulteta (Publications de la Faculté d'électrotechnique) (Série mathématique et physique).*

— Société des mathématiciens et physiciens de la R. P. de Serbie : *Bulletin (Vesnik).*

LJUBLJANA. — Geoloski zavod L. R. Slovenije (Institut de recherches géologiques) : *Geologija Razprave in poročela (Traités et rapports).*

— Slovenska Akademija znanosti in umetnosti. Razred za matematicne, fizikalne in technicne vede (classe III) : *Razprave* (*Dissertations*).

— Id. Razred za prirodoslovne in medicinske vede (classe IV) : *Historia naturalis; Razprave.*

— Id. Id. Institut za Razikovanje : *Krasa.*

— Id. Id. Institut za geografijo : *Geografski Sbornik.*

OHRID. — Station hydrobiologique : *Recueil de travaux.*

ZAGREB. — Conseil des Académies de la R. P. F. Yougoslavie : *Bulletin scientifique.*

— Hrvatsko kemijsko drušvo (Croatian chemical Society) : *Croatica chemica acta* (*Arhiv za kemiju*), A 2297[A].

— Hrvatsko prirodoslovno drustvo (Societas scientiarium naturalium croatica) : *Glasnik* (*Periodicum mathematico-physicum et astronomicum*), G 359.

— Institut pour les recherches géologiques de la République populaire de Croatie et de la Société géologique croate : *Geološki Vjesnik Zavod za geoloska istràzivaňsa N. R. Hrvatskei Hrvatskog geološkog društva.*

ASIE.

Chine.

TAIPEI. — Chinese association for the advancement of science : *Bulletin.*

— Chinese chemical Society : *Journal.*

Indes.

AGRA. — University : *Journal of Research.*

BANGALORE. — Indian Academy of sciences : *Proceedings*, P 5541[A].

CALCUTTA. — Botanical Society of Bengal : *Bulletin.*

— Geological Survey of India : *Bulletin; Memoirs*, M 620; *Records*, R 193.

— University. Association of applied Physicists : *Journal.*

HOSHIARPUR. — Panjab University : *Research Bulletin.*

NEW-DELHI. — National Institute of science of India : *Proceedings*, P 574[A].

Israël.

KEFAR-MALAL. — Independant biological Laboratory : *Bulletin.*

JERUSALEM. — Research Council of Israel : *Bulletin.*

Japon.

CHIBA. — Geographical Survey Institute : *Bulletin.*

FUKUOKA. — Kyushu University. Faculty of Engineering : *Memoirs*, M 614.

— Id. Faculty of science : *Memoirs* (Serie A : *Mathematics;* Serie B : *Physics;* Serie D : *Geology*).

— Id. Research Institute for applied Mechanics : *Reports.*

— Research Association of statistical Sciences : *Bulletin of mathematical Statistics.*
HIROSHIMA. — University : *Journal of Science* (Série A), J 775^A.
KANAZAWA. — University : *The Science Reports.*
KAWASAKI-SHI. — Geological Survey of Japan : *Bulletin; Reports.*
KOBE. — University. Faculty of Engineering : *Memoirs.*
KUMAMOTO. — University. Faculty of Engineering : *Memoirs.*
— Id. Faculty of Sciences : *Kumamoto Journal of Science* (Series A : *Mathematics; Physics and Chemistry*).
KYOTO. — Technical University. Faculty of industrial arts : *Memoirs* (*Science and technology*).
— University. Abuyama seismological Observatory : *Seismological Bulletin.*
— Id. College of Science : *Memoirs*, M 615.
— Id. Id. Physico-chemical Society of Japan : *The Review of physical Chemistry of Japan.*
— Id. Disaster prevention Research Institute : *Bulletin.*
— Id. Engineering Research Institute : *Technical Reports.*
— Id. Faculty of Engineering : *Memoirs*, M 615.
— Id. Institute for chemical research : *Bulletin.*
— Id. Kamigamo geophysical Observatory : *Seismological Bulletin.*
— Id. Research Institute for fundamental Physics : *Progress of theoretical Physics*
MAEBASHI. — Gunma University. School of medicine : *The Gunma Journal of medical Sciences.*
NAGOYA. — University. Faculty of Science. Mathematical Institute : *Nagoya mathematical Journal.*
— Id. Medical School : *Nagoya medical Journal.*
OKAYAMA. — University : *Mathematical Journal.*
OSAKA. — Kinki University. Institute of Science and Technology : *Journal of the Osaka Institute of Science and Technology.*
— University. Department of Mathematics : *Osaka mathematical Journal.*
— Id. Faculty of Engineering : *Technology Reports of the Osaka University.*
— Id. Faculty of Science : *Annual Report of scientific Works.*
— Id. Institute of Polytechnics : *Journal.*
— Society for the Research of theoretical Chemistry : **Science Reports.**
SAPPORO. — Hokkaidô University. Faculty of Engineering : *Memoirs*, M 616².
— Id. Faculty of Science : *Journal*, J 810^1A.
SENDAI. — Saito gratitude foundation. Saito Ho-on-Kai Museum : *Research Bulletin.*
— Tohoku University. Biological Institute. Hakkoda botanical Laboratory : *Ecological Review.*
— Id. Faculty of Engineering : *The technology Reports*, T 59.
— Id. Faculty of Science : *Science Reports of the Tohoku University* (1^rst Series : *Physics, Chemistry, Astronomy;* 2^d Series : *Geology;* 3th Series : *Mineralogy, Petrology, Economic geology;* 4th Series : *Biology;* 6th Series : *Tohoku mathematical Journal*, T 180), S 215 *bis.*
— Id. Institute of Geology and Paleontology : *Contributions.*
— Id. Research Institutes : *Science Reports* (Series A : *Physics, Chemistry and*

Metallurgy; Series B : *Technology* (*The Reports of the research Institute of electrical communication;* Séries L : *Biology*).

SHIZUOKA. — University : **Reports of the liberal arts Faculty (Natural Sciences).**

TOKYO. — Association of the Research Institutes for tuberculosis of national Universities in Japan : *The Japanese Journal of tuberculosis.*

— Astronomical Society of Japan : *Publications.*

— Chemical Society of Japan : *Bulletin.*

— Institute of electrical Engineers of Japan (Denki Gakkai) : *The Journal*, J 818^{A}; *Electrotechnical Journal of Japan.*

— Japan Academy : *Proceedings*, P 554^{1}.

— Japan Society of mechanical Engineers : *The Japan science review* (*Mechanica and electrical engineering*).

— Mathematical Society of Japan : *Journal.*

— Metropolitain University : *Memoirs of Faculty of Technology.*

— National Institute of Health of Japan : *Japanese Journal of medical Science and Biology.*

— National Universities. Association of the research Institutes for tuberculosis : *The Journal of tuberculosis.*

— Natural Science Museum : *Bulletin; Natural science and Museums.*

— Ochanomizu University : *Natural science Report.*

— Physical Society of Japan : *Series of selected Papers in physics.*

— St Paul's University (Rikkyô Daigaku) : *Commentarii mathematici Universitatis Sancti Pauli* (*Rikkyö Daigaku Sugaku Zassi*).

— Science Council of Japan : **Japanese Journal of Geophysics**; *Japanese Journal of Mathematics*, J 245 *ter*^{3}; *Japanese Journal of Zoology*, J 245 *quinter*^{2}.

— Tokyo Institute of Technology. Department of Mathematics : *Kodai mathematical Seminar Reports.*

— Tokyo University of Education : *Science report of the Tokyo Kyoiku Daigaku* (Section C : *Geology, Mineralogy and Geography*), S 215 *bis* A.

— Id. Institute of optical Research : *Reports* (*Science of Light*).

— Union of Japanese Scientists and Engineers : *Reports of Statistical application Research.*

— University of Tokyo. College of general education : *Scientific papers.*

— Id. Eearthquake Research Institute : *Bulletin*, B 2360^{1}.

— Id. Faculty of Engineering : *Journal*, J 810^{1}.

— Id. Faculty of Science : *Journal* (*Sections I, II, III, IV*), J 810^{2}.

— Id. Institute for infections diseases : *The Japanese Journal of experimental Medicine*, J 245 *ter*^{1A}.

— University Astronomical Observatory : *Annals*, A 880; *Bulletin of Solar phenomena; Reprints; Tokyo astronomical Bulletin*, T 181^{1}.

— Waseda University : *Bulletin of Science and engineering research Laboratory.*

— Id. The Casting Research Laboratory : *Reports.*

— Id. School of Science and Engineering : *Memoirs*, M 615^{A}.

TSU CITY. — Mie Prefectural University. School of Medicine : *Mie medical Journal* (*the Journal of Mie medical College*).

URAWA. — Saitama University : *The Science Reports.*
YOKOHAMA. — Municipal University. Faculty of Arts and Science. Department of mathematics : *The Yokohama mathematical Journal.*
— National University. School of Medicine : *Yokohama medical Bulletin.*
YOKOSUKA. — Tokyo University of Fisheries : *Journal; Report.*

Liban.

KSARA. — Observatoire : *Annales*, A 885[1].
— Id. Service de climatologie : *Bulletin climatologique mensuel*, B 2034[1].

Malaisie.

SINGAPORE. — Malayan meteorological Service : *Frequency Tables and anemogram analysis; Summary of observations.*

Thaïland.

BANGKOK. — Royal Survey Department : *Report on the operations.*

Viêt-Nam.

SAÏGON. — Centre national de recherches scientifiques et techniques : *Archives des recherches agronomiques et pastorales au Viêt-Nam; Archives géologiques du Viêt-Nam.*

AFRIQUE.

Afrique Équatoriale française.

BRAZZAVILLE. — Institut d'études centrafricaines : *Bulletin; Mémoires.*

Afrique Occidentale française.

BAMBEY. — Voir **France** : NOGENT-SUR-MARNE.
DAKAR. — Gouvernement général de l'A. O. F. Direction des Mines : *Bulletin de la direction fédérale des mines et de la géologie.*
— Institut français d'Afrique Noire : *Bulletin; Mémoires; Protection de la nature.*

Afrique Orientale portugaise.

LOURENÇO MARQUÈS (MOZAMBIQUE). — *Documentario trimestrial.*

Départements de l'Algérie.

ALGER. — Institut Pasteur d'Algérie : *Archives*, A 2116[3].
— Université : *Publications scientifiques* (A. *Mathématiques*).

British East African.

NAIROBI. — Meteorological Department : *Summary of meteorological Observations.*

British West African.

LAGOS (NIGERIA). — British West African meteorological Services : *Annual summary of observations (Gold Coast); Meteorological Note; Monthly weather Report (Gold Coast, Nigeria, Sierra Leone and the Gambia).*

— Id. Gold Coast meteorological Department : *Note.*

Cameroun.

DOUALA. — Institut français d'Afrique Noire. Centre du Cameroun : *Études camerounaises.*

YAOUNDÉ. — Direction des mines et de la géologie : *Bulletin; Rapport annuel du Service géologique.*

— Service des mines du Cameroun : *Carte géologique de reconnaissance.*

Congo belge.

BUKAVU. — Institut pour la recherche scientifique en Afrique centrale : *Folia scientifica Africæ centralis.*

LÉOPOLDVILLE. — Service géologique : *Bulletin.*

Égypte.

ALEXANDRIE. — **L'Universitaire. Science et technique.**

CAIRO. — Egyptian Academy of sciences : *Proceedings.*

— Mineral resources Department : *Geological Survey.*

— Id. Geological Museum : *Paper.*

Madagascar.

TANANARIVE. — Académie Malgache : *Bulletin*, B 2510.

— Bureau géologique : *Travaux.*

— Service géologique : *Annales géologiques du Service des Mines; Carte géologique.*

Maroc.

CASABLANCA. — *Maroc médical*, M 113.

RABAT. — Institut scientifique chérifien : *Travaux (Géologie et Géographie physiques; Zoologie).*

— Service de la recherche agronomique : *Les cahiers de la recherche agronomique.*

— Service géologique : *Carte géologique.*

— Société des sciences naturelles et physiques du Maroc : *Bulletin*, B 1576[1]; *Comptes rendus des séances mensuelles; Mémoires*, M 525.

TANGER. — *Revue internationale d'Ethnopsychologie normale et pathologique.*

Tanganyika.

DODOMA. — Geological Survey Department : *Bulletin;* [*Maps*].

Tunisie.

SALAMMBO. — Station océanographique : *Bulletin*, S 594[3].

TUNIS. — Institut Pasteur : *Archives*, A 2117.

Union of South African.

BLŒMFONTEIN. — *Navorsinge van die Nasionale Museum* (*Researches*), S 526[C].

CAPE OF GOOD HOPE. — Royal Observatory : *Report of H. M. Astronomer at the Cape of Good Hope to the Secretary of the Amiralty*, R 424.

JOHANNESBURG. — Anglo-american corporation of South Africa limited : *Annual Report springs mines, limited; Optima.*

— Transvaal and Orange free State-Chamber of Mines : *The mining Survey.*

AMÉRIQUE.

Argentine.

BUENOS-AIRES. — Comisión nacional de la energia atómica : *Publicaciones* (*Serie quimica*).

— Ministerio de agricultura y ganaderia. Direccion general de investigaciones agricolas : *Revista de investigaciones agricolas.*

— Ministerio de education de la Nacion. Museo argentino de ciencias naturales « Bernardino Rivadavia ». Instituto nacional de investigacion de la ciencias naturales : *Communicaciones; Revista.*

— Sociedad cientifica argentina : *Anales*, A 687.

LA PLATA. — Universidad nacional. Facultad de ciencias fisico-matematicas : *Publicaciones especiales* (*Revista*), U 113.

— Id. Observatorio astronomico : *Publicaciones* (*Serie speciale*).

MAR DEL PLATA. — Museo municipal de ciencias naturales y tradicional : *Revista.*

MENDOZA. — Universidad nacional de Cuyo. Departemento de investigaciones cientificas : **Revista matematica Cuyana.**

SAN JUAN. — Universidad nacional de Cuyo : *Acta Cuyana de ingenieria.*

TUCUMAN. — Universidad nacional. Facultad de ciencias exactas y tecnologia : *Revista* (Serie A : *Matematicas y fisica teorica*).

Brésil.

RECIFE (PERNAMBUCO). — Universidade. Facultad de Medicina : *Journal de médecine de Pernambuco.*

RIO-DE-JANEIRO. — Academia brasileira de ciencias : *Anais*, A 748[A].

— Conselho nacional de estatistica. Servicio nacional de recenseamento. Serie regional : *Estado de Alagoas; do Cearà; do Espirito Santo; do Paraiba; de Sao Paulo.*

— Conselho nacional de pesquisas : *Boletim.*

— Laboratorio bromatologico : *Arquivos de Bromatologia.*

— Sociedade brasileira de geografia : *Revista*, B 396.

SAO PAULO. — Universidade : Faculdade de higiene e saúde pública : *Arquivos;*

— Secretaria da agricultura. Departamento de zoologia : *Arquivos de zoologia. Papeis avulosos.*

Canada.

MONTRÉAL. — Association canadienne française pour l'avancement des sciences : *Annales de l'A. C. F. A. S.*, A 864[A].

— Jardin botanique : *Mémoires.*

— Université : *Annuaire général*, A 1328.

— Id. Institut de Botanique : *Contributions*, C 983[1].

OTTAWA. — Canadian Patent Office : *Record and Register of Copyrights and Trade Marks* (*La gazette du Bureau des Brevets et Registres des droits d'auteur*), C 66.

— Department of mines and technical Surveys : *Annual report.*

— Id. Geological Survey of Canada : *Bulletin; Memoirs.*

— Dominion Observatories : *Contributions; Publications*, D 137; *Reprint.*

— National Museum of Canada : *Bulletin* (*Anthropological Series*), C 53[2], G 249 et M 1327.

VICTORIA. — Dominion astrophysical Observatory : *Contributions; Publications*, P 856.

Chili.

CONCEPTIÓN. — Sociedad chilena de quimica : *Boletin.*

SANTIAGO. — Universidad. Facultad de filosofia y educacion : *Investigaciones zoological chilenas.*

— Id. Facultad de medicina. Instituto de biologia « Juan Noe » : *Trabajos.*

VALPARAISO. — Sociedad medica : *Revista medica de Valparaiso.*

Colombie.

BOGÔTA. — Academia colombiana de ciencias exactas, fisicas y naturales : *Revista*, R 747[A].

— Instituto geofisico de los Andes colombianos : *Boletin* (A : *Sismologia;* C. *Geologia*).

Cuba.

LA HABANA. — Instituto del Radium : *Archivos Cubanos de cancerologia.*

— Ministerio de Salubridad y Asistencia social : *Cuadernos de historia sanitaria.*

— Sociedad cubana de ciencias fisicas y matematicas : *Revista.*

— Universidad : *Universidad de La Habana.*

— Id. Comision de extension universitaria : *Vida universitaria.*

— *Kuba, Revista de medicina tropical y parasitologia*, R 787 *bis*[1A].

États-Unis.

ALBANY. — University of the State of New York. N. Y. State Museum and Scienec Service : *Bulletin*, B 2397 *bis; Circular.*

ANN ARBOR. — University of Michigan. Observatory : *Publications.*

BALTIMORE. — American chemical Society : Voir EASTON. — Johns Hopkins University : *American Journal of Mathematics*, A 598.

BERKELEY. — University of California : *Publications in Botany; in Education; in Zoology*, U 149 et U 149[1].

— Id. Lick Observatory : Voir MOUNT HAMILTON.

— Id. Radiation Laboratory : *Publications.*

BOSTON. — American Academy of arts and sciences : *Officers and Committees; Proceedings*, P 500.

BOULDER. — University of Colorado : *Bulletin*, C 106.

BROOKLYN. — Indiana University. Gœthe Link Observatory : *Publications; Reprints.*

CAMBRIDGE. — Addison-Wesley : *News letter.*

— Harvard College. Museum of comparative Zoology : *Annual Report of the Director*, A 1748; *Breviora; Bulletin*, B 2390.

— Harvard College Observatory : *Annual Report*, A 1714; *Harvard Reprint.*

— History of science Society : *Isis.*

CANOGA PARK. — *Atomics international.*

CHARLOTTESVILLE. — University of Virginia. Leander Mc Cormick Observatory : *Publications*, P 864.

CHICAGO. — Natural History Museum : *Annual Report*, A 1714[1]; *Fieldiana* (*Anthropology, Botany, Geology, Zoology*).

— *Bulletin of the atomic scientists.*

— *ETC. A Review of general Semantics.*

— *Polish medical history and science Bulletin.*

EASTON. — American chemical Society : *Chemical abstracts*, R 665 et C 309; *Journal* J 780; *The Journal of organic chemistry* (Baltimore).

— American Society of mechanical Engineers : *Applied mechanics Reviews*.

GAINESVILLE. — Florida State Museum : **Bulletin (biological science).**

GENEVA. — Cornell University. N. Y. State agricultural experimental Station : *Annual Report*, N 142; *Bulletin*, N 158A.

LANCASTER. — American mathematical Society : Voir PROVIDENCE.

— American physical Society : *The Physical Review*, P 307.

LEMONT (ILLINOIS). — Argonne National Laboratory : [*Publications*].

LINCOLN. — University of Nebraska. State Museum : *Bulletin*.

LOS ALAMOS. — University of California. Los Alamos scientific Laboratory : *Report*.

MADISON. — Wisconsin Academy of sciences, arts and letters : *Transactions*, T 417.

MINNEAPOLIS. — University of Minnesota. Astronomical Observatory : [*Publications*]. P 849 1A.

MORGANTOWN. — West Virginia University. Southern Appalachian botanical Club *Castanea* (*Journal*).

MOUNT HAMILTON. — University of California. Lick Observatory : *Contributions*, C 992; *Publications*, P 865.

NEW BRUNSWICK. — Rutgers University. Institute of Microbiology : **First Report.**

NEW HAVEN. — American astronomical Society : *The astronomical Journal*.

— Yale University : *Publications in Anthropology*, Y 4 1A.

NEW ORLEANS. — Tulane University of Louisiana : *Tulane Studies in Zoology*.

NEW YORK. — Academy of Sciences : *Annals*, A 1200; *Transactions*, T 371.

— American mathematical Society : Voir PROVIDENCE.

— American physical Society : Voir LANCASTER.

— American Society of mechanical Engineers : Voir EASTON.

— Viking Fund. Wenner-Gren foundation for anthropological research : *Report on the Foundation's activities for the year....*

— Boyce Thompson Institute for plant research : *Contributions*.

— *Mc Graw Hill overseas Book News*.

— *The Wiley Bulletin*.

OAK RIDGE. — National Laboratory : [*Publications*].

— U. S. atomic energy Commission : *Research and development Report* (*Engineering*).

— Technical Information service : *Nuclear Science abstracts;* [*Publications*].

PHILADELPHIA. — Academy of natural sciences : *Notulae naturae; Proceedings*, P 948.

— American philosophical Society : *Proceedings*, P 506; *Transactions*, T 258.

PITTSBURGH. — Steel Structures Painting Council : *Steel Structures*.

PROVIDENCE. — American mathematical Society : *Colloquium Publications; Mathematical Reviews; Transactions*, T 252.

ROCHESTER. — University : *Atomic energy project*.

SAN FRANCISCO. — California Academy of Sciences : *Proceedings*, P 534.

STANFORD. — University : *Publications*, L 65.

— Id. Natural history Museum : *Contributions from the Dudley Herbarium; Microentomology*, M 839B; **Occasional Papers.**

TROY. — Rensselaer polytechnic Institute : *Rensselaer Report*.

UPTON. — Brookhaven national Laboratory : [*Publications*].

URBANA. — University of Illinois : *Illinois study in the social Sciences*, U 154.

WASHINGTON. — Atomic energy Commission : [*Publications*].

— Id. Safety and fire protection : *Technical Bulletin.*

— American chemical Society : Voir EASTON.

— Carnegie Institution. Department of terrestrial magnetism : *Annual Report of the Director*, D 131 ; *List of publications.*

— Department of Agriculture : *Circular*, U 68 *bis*[2].

— Id. Foreign agricultural service : *Technical Bulletin*, U 80[1].

— Id. Agricultural marketing service : *The agricultural situation.*

— Id. Soil conservation service : *Soil Conservation; Soil Survey.*

— Department of Commerce. Weather Bureau : *Monthly weather Review*, M 1269.

— Department of the Interior. Geological Survey : *Bulletin*, B 2046; *Professional Papers*, U 86; *Water Supply Paper*, W 7.

— National Academy of Sciences : *Proceedings*, P 574.

— Id. National Research Council : *News Report;* [*Publications*].

— National science Foundation : *List of international and foreign scientific and technical meetings.*

— U. S. Naval Observatory : *Circular; Publications*, A 2464.

— Id. Nautical Almanac Office : *The american ephemeris and nautical Almanac*, A 584; *Astronomical papers*, A 2469.

— Smithsonian Institution : *Annual Report of the Board of Regents*, A 1674; *Smithsonian miscellaneous Collections*, S 381.

— Id. National Museum : *Annual Report*, R 553; *Bulletin*, B 2407; *Proceedings*, P 612.

YONKERS. — Boyce Thompson Institute for plant research : *Contributions; Professional paper.*

Guyane.

CAYENNE. — Service de la carte géologique de la Guyane : *Carte géologique.*

Mexique.

MEXICO. — Universidad nacional autonoma. Instituto de geologia : *Boletin; Carta geologica;* [*Publications*].

Pérou.

LIMA. — Academia nacional de ciencias exactas, fisicas y naturales : *Actas.*

— Biblioteca nacional del Peru : *Boletin*, B 441[1]; *Fenix; Memoria que el Directa presenta al Sr Ministro de Educacion publica.*

— Instituto nacional de investigacion y fomento mineros : *Boletin.*

— Sociedad de Ingenieros del Peru : *Informaciones y memorias*, I 169.

— Sociedad nacional de mineria y petroleo : *Boletin.*

— Universidad nacional Mayor de San Marcos. Faculdad de ciencias biologicas, fisicas y matematicas : *Revista de ciencias,* R 721 *bis.*

Uruguay.

MONTEVIDEO. — Facultad de ingenieria y agrimensura. Instituto de matematica y estadistica : *Publicaciones;* **Publicaciones didacticas.**

— Fundacion procardias : *Sistole.*

Vénézuéla.

CARACAS. — Asociacion venezolana para el avance de la ciencia : *Acta cientifica venezolana.*

— Colegio de ingenieros de Venezuela : *Revista,* R 803[1].

— Instituto nacional de nutricion : *Archivos venezolanos de nutricion.*

— Museo de ciencias naturales : *Boletin.*

— Universidad central de Venezuela. Facultad de Ingenieria. Escuela de ciencias : [*Publications*].

MARACAÏBO. — Universidad del Zulia : *Ciencia y cultura;* **La Universidad del Zulia, Segunda Epoca.**

OCÉANIE.

Australie.

ADELAÏDE. — The Institute of medical and veterinary science : *Annual Report of the Council.*

— University : *The australian Journal of experimental Biology and medical science* A 2589[1].

BRISBANE. — University of Queensland : *Papers* (*Department of Chemistry, of Geology*).

MELBOURNE. — National Museum of Victoria : **Handbook**; *Memoirs,* M 632; [*Publications*].

SYDNEY. — Observatory : *Astrographic Catalogue; Papers.*

— Royal Society of New South Wales : *Journal and Proceedings,* T 390.

Hawaï.

HONOLULU. — Pacific science Association : *Information Bulletin.*

Indonésie.

BANDUNG. — Perhimpunan ilmu Alam Indonesia (Koninklijke Natuurkundige Vere-

niging) : *Madjalah ilmu Alam Untuk Indonesia* (*Indonesian Journal for natural sciences*) (anc. *Chronica naturae*), N 70.

Bogor (Buitenzorg). — Kebun Raya Indonesia (Herbarium Bogoriense) : *Annales bogorienses; Reinwardtia*, S 376.

Djakarta (Batavia). — Kementerian Perhubungan. Lembaga Meteorologi dan Geofisik (Meteorological and geophysical Service) : *Seismological Bulletin*, E 326.

— Organisatie voor Natuurwetenschappelijke Onderzoek in Indonesie (Organization for scientific Research) : *Bulletin*.

Philippines.

Quezon City. — National Research Council of Philippines. Pacific Science Association : *Proceedings of the eight Congress*.

FIN DU TOME DEUX CENT QUARANTE QUATRIÈME.

COMPTES RENDUS

DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES.

TABLES DU TOME 244.

JANVIER — JUIN 1957.

I. — PARTIE SCIENTIFIQUE.

HISTOIRE DES SCIENCES.

I. — MATHÉMATIQUES PURES ET APPLIQUÉES.

Logique mathématique.

Théorie des ensembles.

Théorie des nombres.

Goémétrie des nombres.

Algèbre.

Topologie.

Analyse mathématique.

Statistique mathématique.

II. — MÉCANIQUE PURE ET APPLIQUÉE.

Mécanique.

Mécanique appliquée.

Mécanique physique.

Mécanique des fluides.

Résistance des matériaux.

Mécanique appliquée.

III. — ASTRONOMIE.

Astronomie.

IV. — GÉOGRAPHIE ET NAVIGATION.

Géographie.

Géophysique.

V. — (A). PHYSIQUE MATHÉMATIQUE ET PHYSIQUE THÉORIQUE.

Physique mathématique.

Physique théorique.

V. — (B). PHYSIQUE PURE ET APPLIQUÉE.

Métrologie.

Chaleur.

Thermodynamique.

Acoustique.

Électricité.

Optique.

VI. — CHIMIE PHYSIQUE, CHIMIE PURE ET APPLIQUÉE, CHIMIE BIOLOGIQUE.

Chimie physique.

Chimie générale.

Chimie minérale.

Chimie organique.

Chimie appliquée.

Chimie biologique.

VII. — GÉOLOGIE, MINÉRALOGIE, PHYSIQUE DU GLOBE, PALÉONTOLOGIE.

Géologie.

Minéralogie.

Physique du globe.

Paléontologie.

VIII. — BOTANIQUE ET BIOLOGIE VÉGÉTALE, GÉNÉTIQUE.

Botanique.

Taxinomie végétale.

Morphologie végétale.

Physiologie végétale.

Biologie végétale.

IX. — ZOOLOGIE, BIOLOGIE ANIMALE, GÉNÉTIQUE.

Zoologie.

Génétique.

X. — BIOPHYSIQUE ET BIOCHIMIE, TOXICOLOGIE ET PHARMACOLOGIE, MICROBIOLOGIE.

Biophysique.

Biochimie.

Toxicologie.

Pharmacologie.

Microbiologie.

Immunologie.

XI. — ÉCONOMIE RURALE ET ART VÉTÉRINAIRE.

Économie rurale.

XII. — MÉDECINE ET CHIRURGIE.

Pathologie.

Médecine.

II. — PARTIE ACADÉMIQUE.

Académie.

Congrès.

Ouvrages.

Présentations.

Solennités scientifiques.

III. — AUTEURS.

A

C

H

I

J

K

L

N

O

P

Q

S

W

X

Y

GAUTHIER-VILLARS,

ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE DES COMPTES RENDUS DES SÉANCES DE L'ACADÉMIE DES SCIENCES

Paris. — Quai des Grands-Augustins 55.

152174-59